



# Inversion de séismes par approximation elliptique : application au séisme de Tottori

Sara Di Carli

## ► To cite this version:

Sara Di Carli. Inversion de séismes par approximation elliptique : application au séisme de Tottori. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT : . tel-00325309

**HAL Id: tel-00325309**

**<https://theses.hal.science/tel-00325309>**

Submitted on 28 Sep 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THESE DE DOCTORAT DE  
L'UNIVERSITE PARIS 6 - PIERRE ET MARIE CURIE**

Ecole Doctorale : Géosciences et Ressources Naturelles de Paris (ED 398)

Spécialité  
Sismologie

Présentée par

**Sara DI CARLI**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet de la thèse :

**Inversion de séismes  
par approximation elliptique :  
application au séisme de Tottori**

Soutenue le 3 Juillet 2008

devant le jury composé de :

M. Raúl Madariaga	Directeur de thèse
M. Evgenii Burov	Président
M. Michel Bouchon	Rapporteur
Mme. Elisa Bufo	Rapporteur
M. Fabrice Cotton	Examineur
Mme. Caroline Holden	Invitée





# Remerciements

*Cette thèse a été effectuée au Laboratoire de Géologie de l'ENS à Paris, au sein de l'équipe de Dynamique de la Terre sous la direction du Professeur Raül Madariaga. Je lui exprime ma grande gratitude pour m'avoir proposé cette thèse, m'avoir assuré d'excellentes conditions de travail et pour m'avoir constamment suivie avec enthousiasme.*

*Je remercie ensuite tous les membres de mon jury pour leur disponibilité et leurs conseils : mes deux rapporteurs Michel Bouchon et Elisa Buforn, mes examinateurs Fabrice Cotton et Eugenio Burov, et Caroline Holden.*

*Cette thèse a été financée par le projet Européen Spice, dirigée par Heiner Higel, qui m'a permis de participer à de nombreuses conférences, écoles d'été, réunions dans de très bonnes conditions de travail et dans des cadres magnifiques ! Je remercie en particulier Martin Mai, Jean-Paul Ampuero et Gaetano Festa pour leurs conseils sur la dynamique et sur Tottori, et Sylvette pour avoir écouté toutes mes répétitions Spice.*

*Caroline, deuxième "spice girl", toujours de bonne humeur a été une collègue et une copine de voyage Spice idéale ! Sa patience infinie, ses conseils et remarques, ses encouragements et son grand enthousiasme m'ont beaucoup aidé pendant les trois années durant lesquelles nous avons travaillé ensemble.*

*Un grand merci à tout le Laboratoire de Géologie, en particulier à l'équipe de Dynamique de la Terre, chacun ayant contribué à rendre mon séjour à l'ENS très agréable : Hélène, Christophe, Luce, Sylvain mais aussi Cécile pour ses encouragements, Marie-Pierre pour ses conseils scientifiques et personnels, Françoise pour toutes les missions "Spice" (et il y en a eu beaucoup) et le reste. Merci aussi aux informaticiens, en particulier Pierpaolo qui m'a sauvée plusieurs fois en disant "stai calma, funzionerà !"*

*Merci en outre à Sophie Peyrat pour ses nombreuses explications sur les inversions et la dynamique, toujours avec beaucoup de patience et de disponibilité, et pour ma dernière répétition. Merci à Martin Vallée, pour m'avoir initiée aux approximations elliptiques de la source. Merci à Christophe Voisin pour m'avoir fait découvrir une sismologie passionnante en stage de maîtrise puis de DEA, pour m'avoir donné de précieux conseils et pour avoir continué à travailler ensemble, et à Fethi Semmane pour nos échanges de mails sur Tottori et ses figures.*

*Comment oublier mes co-thésards ? Aurore qui a partagé nos deux bureaux, sur qui on peut toujours compter pour discuter et faire la fête ; Yann et Olivier toujours trop gentils avec moi avec qui j'ai partagé toutes les pauses midi et les pauses café ; Rana, Penelope, Maya, Iwan, Mélanie. Au 3ème étage : Mathias (merci pour l'impression des posters), et Georges. Les anciens : Anthony qui m'a introduite dans le monde des inversions ; Francesco nuovo spice boy ; Vincent, Alain et Diane.*

*Merci aussi aux physiciens, spécialement à Sébastien, toujours de bonne humeur avec qui j'ai partagé beaucoup de pauses café.*

*Un immense merci à mes parents, qui ont toujours eu confiance en moi, qui ont été les baby-sitter idéaux, sans lesquels je n'aurais pas pu finir ma thèse dans les temps ! Merci aussi à ma soeur Mariasole pour son soutien, toute ma famille et mes amis en Italie.*

*Et surtout un remerciement infini à Julien, pour sa relecture de mon manuscrit et tout le reste, pour sa compréhension et sa patience pendant ces derniers mois de thèse.*

*Merci enfin à mon petit Lorenzo, qui a déjà vu ce qu'est la fin d'une thèse et qui avec son beau sourire a rendu chaque jour de cette année trop beau pour pouvoir l'oublier !*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Inversion cinématique du séisme de Tottori</b>	<b>11</b>
1.1 Les modélisations cinématiques de la source sismique aujourd'hui . . . . .	11
1.2 Quelles données utiliser ? . . . . .	13
1.2.1 Les données en champ proche : les mouvements forts . . . . .	13
1.2.2 Les données en champ lointain . . . . .	15
1.3 La méthode d'inversion . . . . .	15
1.3.1 Approximation elliptique du champ de glissement . . . . .	15
1.3.2 L'algorithme de voisinage . . . . .	16
1.3.3 Paramétrisation de la source . . . . .	18
1.4 Application au tremblement de terre de Tottori . . . . .	21
1.4.1 Précédentes inversions cinématiques du séisme de Tottori . . . . .	21
1.4.2 Les données . . . . .	25
1.4.3 Détermination de la profondeur de l'hypocentre . . . . .	26
1.4.4 Résultats de l'inversion cinématique . . . . .	29
<b>2 Modélisation de la rupture dynamique en 3D</b>	<b>43</b>
2.1 Modèle de faille élastique en cisaillement . . . . .	43
2.1.1 Equation de l'élastodynamique . . . . .	43
2.1.2 Conditions aux limites aux frontières . . . . .	44
2.1.3 Conditions aux limites sur la faille . . . . .	44
2.2 Exemple de rupture modèle . . . . .	48
2.2.1 Paramètre de contrôle de la rupture $K$ . . . . .	48
2.2.2 Propagation de la rupture sur une faille plane uniforme . . . . .	49
2.3 Méthode numérique . . . . .	56
2.3.1 Différences finies . . . . .	56
2.3.2 Les paramètres numériques . . . . .	58
2.4 Paramètres de la rupture dynamique . . . . .	59
2.4.1 Paramètres initiaux . . . . .	59
2.4.2 Paramètres finaux . . . . .	60
<b>3 Inversion dynamique du séisme de Tottori</b>	<b>63</b>
3.1 La méthode . . . . .	64
3.1.1 L'inversion dynamique par essai-erreur . . . . .	64

## Table des matières

---

3.1.2	Modélisation du rayonnement . . . . .	65
3.1.3	Modèle d'aspérité . . . . .	66
3.1.4	Modèle de barrière . . . . .	67
3.2	Application au tremblement de terre de Tottori . . . . .	68
3.2.1	Précédentes études dynamiques de ce séisme . . . . .	68
3.2.2	Les résultats d'inversion pour le modèle d'aspérité . . . . .	70
3.2.3	Les résultats d'inversion pour le modèle de barrière . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Inversion dynamique avec l'algorithme de voisinage</b>	<b>93</b>
4.1	La méthode . . . . .	93
4.2	Inversion à 4 paramètres . . . . .	94
4.3	Inversions à 6 et 8 paramètres . . . . .	98
	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
<b>A</b>	<b>Kinematic and Dynamic inversion of the 2000 Tottori earthquake using elliptical subfault approximations</b>	<b>113</b>
<b>B</b>	<b>Non linear kinematic source inversion of the 2000 Tottori, Japan earthquake with variable rupture velocity</b>	<b>127</b>

# Introduction

Les énormes dégâts causés par les tremblements de terre ont poussé la communauté scientifique à comprendre les phénomènes en oeuvre pendant les séismes, dans l'espoir de réduire leurs effets destructeurs. Depuis l'antiquité, de nombreux physiciens et géologues se sont penchés sur la compréhension de l'origine des tremblements de terre. Il a fallu attendre la fin du 19ème siècle pour qu'une relation de cause à effet soit établie entre l'occurrence de séismes et la présence de failles actives. L'observation des déformations le long de la faille de San Andreas, à la suite du séisme de San Francisco (1906) en Californie du Nord, ont conduit Harry Reid à proposer la théorie du rebond élastique (Reid (1910) [1]). Dans ce modèle, aujourd'hui couramment accepté, les zones profondes de la faille se déforment de façon continue, tandis que la partie superficielle de celle-ci, qui est plus froide, ne peut pas suivre ce mouvement. Le cycle sismique est alors décrit par quatre étapes successives : une lente accumulation des contraintes qui génère une déformation dite pré-sismique sur la zone qui entoure la faille ; le déclenchement du séisme lorsque la contrainte de cisaillement atteint le seuil de frottement statique ; une relaxation brutale des contraintes et de l'énergie élastique accumulée dans la région de la source, libérée sous forme de chaleur et d'ondes sismiques au cours du glissement sur la faille ; finalement l'arrêt du séisme.

Les progrès faits durant la première moitié du 20ème siècle sont intimement liés à la compréhension grandissante des sismogrammes, s'ajoutant aux connaissances théoriques précédentes et à l'essor d'instruments dont la qualité et la variété ne cessent de croître. En 1935 Charles Francis Richter, un sismologue américain, propose la première échelle de magnitude pour les séismes. Sa relation est fondée sur l'amplitude maximale du mouvement du sol enregistré par un sismomètre particulier, le modèle de Wood Anderson. L'échelle de Richter est logarithmique, ce qui permet de comparer petits et grands séismes en restant dans une gamme de magnitudes raisonnable. Par la suite, plusieurs autres définitions de la magnitude seront proposées. Dans les années 1940, Gutenberg et Richter seront les premiers à révéler que la fréquence des séismes dépend de leur magnitude (Gutenberg et Richter, 1944 et 1954 [2, 3]) selon l'expression  $\log n(M) = a - bM$  où  $n(M)$  est le nombre de séismes dans une région donnée dont la magnitude est égale à  $M$ , et  $a$  et  $b$  sont des constantes.

Le séisme le plus puissant de l'histoire moderne de la sismologie (magnitude 9.5) a lieu en 1960 au large des côtes chiliennes. A cette époque émerge une volonté de plus en plus forte de comprendre et de surveiller les phénomènes géophysiques à l'échelle planétaire. A partir de 1963 un réseau mondial de 120 stations sismologiques est installé dans 60 pays,

## Introduction

---

couvrant toute la surface du globe : le "World Wide Standardized Seismograph Network" (WWSSN). L'observation détaillée des grands tremblements de terre devient alors une pratique courante. Dans le même temps, on arrive à expliquer la localisation mondiale de la sismicité dans le cadre général de la dérive des continents (tectonique des plaques) : les séismes sont localisés aux frontières de plaques tectoniques rigides et sont l'expression de la déformation provoquée par le mouvement des plaques les unes par rapport aux autres.

En 1966, Aki dans son étude sur le séisme du Niigata au Japon [4], propose une nouvelle échelle de mesure de la taille des séismes fondée sur le moment sismique  $M_o$ . Cette grandeur fait appel aux caractéristiques de la faille après le séisme : la surface qui a cassé, la rigidité des roches environnantes, et le glissement moyen sur le plan de faille. Elle est reliée à l'énergie libérée par la rupture sous formes d'ondes sismiques.

Parallèlement à ces mesures de la magnitude des tremblements de terre et de leur localisation se développent les premiers modèles de source sismique. En 1964, Haskell introduit la notion de dislocation finie se propageant le long d'une faille pré-existante [5]. Madariaga (1978) [6] a montré que le modèle de Haskell, en raison des singularités de contrainte qu'il contient, ne peut fournir qu'une approximation basse fréquence du glissement sur la faille. L'autre modèle simple de source sismique couramment utilisé pour l'étude de la source des séismes est le modèle de rupture circulaire introduit par Kostrov en 1964 [7]. Ce modèle considère une rupture circulaire, qui commence en un point et se propage avec une vitesse constante. A l'intérieur de la faille, la chute de contrainte produite par le glissement est constante. Ce type de modèle présente l'inconvénient de ne pas introduire de taille caractéristique d'initiation, nécessaire pour être compatible avec des modèles de frottement.

Nous savons aujourd'hui que la source d'un tremblement de terre est liée à une rupture dans la roche. Les ondes que nous ressentons en surface pendant le séisme sont émises par le glissement relatif de deux blocs rocheux le long d'un plan de faille. Etant donné qu'une rupture commence à de grandes profondeurs, se propage et s'arrête parfois sans arriver en surface, un sismologue ne peut pas étudier les tremblements de terre directement, mais seulement à travers ses conséquences mesurables en surface.

La seule possibilité pour reconstituer le bref phénomène physique à l'origine d'un séisme est la modélisation de la rupture et l'inversion des données sismologiques. Cette modélisation doit considérer différents paramètres. Certains sont purement cinématiques, c'est-à-dire relatifs seulement au mouvement, tels que la vitesse de rupture, la vitesse de glissement et le temps de rupture. D'autres sont dynamiques, c'est-à-dire relatifs aux forces qui donnent naissance à ce mouvement. Ces forces sont associées à la mécanique de la faille, qui obéit à une certaine loi de frottement et qui est soumise à un certain champ de contraintes.

## Méthodes d'inversion

En général on connaît le raisonnement mathématique ou physique à utiliser pour décrire les observations si les conditions, structure et propriétés de la Terre sont bien connues. Ce type de calcul représente le *problème direct*. Il est généralement formulé de la façon suivante :

$$d = G(m) \quad (1)$$

où  $m$  est une fonction qui décrit les paramètres du modèle,  $d$  un ensemble fini de données (généralement des sismogrammes enregistrés) et  $G$  un opérateur. Le problème direct considère les paramètres du modèle et le transforme, par  $G$ , en observations. Si  $G$  est inversible alors :

$$m = G^{-1}(d) \quad (2)$$

représente le *problème inverse*. En d'autres termes, le problème inverse considère les données et les transforme par  $G^{-1}$  en paramètres du modèle capables de générer des enregistrements les plus proches possibles de ceux observés.

Dans le cas usuel où le problème est surdéterminé, c'est-à-dire où le nombre de données est supérieur au nombre de paramètres, l'équation 2 n'admet pas de solution exacte. Résoudre le problème inverse consiste alors à minimiser l'écart, que l'on appelle fonction coût  $C$ , entre les sismogrammes synthétiques  $s_i$ , qu'on calcule par modélisation directe, et les sismogrammes observés  $d_i$ . Cette fonction coût nous permet d'estimer la différence entre les données et le modèle. Elle peut être linéaire ou non-linéaire et, selon le type, il existe différents types de méthodes d'inversion. Soit  $\mathbf{e} = (e_1, e_2, \dots, e_N) = (d_1 - s_1, d_2 - s_2, \dots, d_N - s_N)$  l'espace des erreurs,

$$C(\mathbf{e}) = \sum_i |e_i| = \sum_i |d_i - s_i| \quad (3)$$

est appelé critère des moindres modules, ou norme  $L^1$  et

$$C(\mathbf{e}) = \sum_i |e_i|^2 = \sum_i |d_i - s_i|^2 \quad (4)$$

est appelé critère des moindres carrés, ou norme  $L^2$ .

Lorsque le problème est de petite dimension (le nombre de paramètres est inférieur à typiquement 5 ou 6) il est possible d'explorer systématiquement l'espace des paramètres. La méthode dite *en grille* consiste à discrétiser l'espace des paramètres en un nombre fini de solutions possibles qui seront testées une à une avant de sélectionner celle qui minimise au mieux la fonction  $C$ . L'exploration peut également être effectuée de manière *aléatoire*. Ces types d'inversion ont l'avantage de pouvoir effectuer une recherche homogène dans tout l'espace des paramètres. Cependant, lorsque le problème est de dimension plus importante, ces inversions induisent des temps de calcul prohibitifs. On leur préfère alors des inversions linéaire au sens des moindres carrés (Tarantola et Valette (1982) [8]) où le système  $d = G(m)$  peut être écrit sous forme matricielle (Tarantola, 1987 [9]).



## Introduction

---

Pour les problèmes non-linéaires, pour lesquels de faibles variations des paramètres peuvent induire de très fortes variations dans la solution, on ne peut plus utiliser la forme matricielle et donc il n'existe plus de solution directe. Il devient alors nécessaire d'utiliser une méthode itérative qui a besoin d'un grand nombre d'itérations pour pouvoir converger vers la solution qui minimise la fonction coût. Pour ce type de problèmes, si le nombre de paramètres est restreint (typiquement  $< 10$ ), on peut effectuer une recherche aléatoire, de type Monte-Carlo, pour trouver la solution qui reproduit au mieux les données observées. Dans ce cas, pour être sûr d'avoir exploré tout l'espace des paramètres, il faut effectuer un très grand nombre de modélisations directes (inversion globale). L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de trouver les non-unicités, où non-unique signifie que plusieurs ensembles de paramètres expliquent à peu près aussi bien les données, et qu'il est donc difficile de choisir lequel est le plus proche de la vérité. De façon générale, il est important de bien connaître le modèle pour faire un bon choix des paramètres, afin de limiter le temps de calcul.

D'autres inversions encore, dites *semi-globales*, sont à mi-chemin entre une méthode aléatoire et une méthode globale. Par exemple le recuit simulé (Kirkpatrick *et al.* (1983) [10]) ou les algorithmes génétiques (Holland (1992) [11]) sont des méthodes aléatoires utilisant des principes de restriction de l'espace des paramètres, la recherche ayant une certaine directivité.

## Inversions cinématiques

Les premiers modèles de source sismique étaient cinématiques et considéraient un glissement se propageant à vitesse constante le long de la faille. Knopoff (1960) [12] et Burridge et Knopoff (1964) [13] ont introduit les premiers modèles de dislocation, décrite comme une surface de discontinuité du champ de déplacement se propageant à vitesse constante dans un milieu élastique. Mais la contribution la plus fructueuse fut celle de Haskell (1964) [5], qui a introduit la notion de dislocation finie se propageant le long d'une faille préexistante. Le modèle de Haskell, qui décrit un front linéaire de rupture se déplaçant à vitesse constante sur une faille rectangulaire, est à la base de tous les modèles que l'on qualifiera de *cinématiques* dans la suite. Plus récemment, les modèles cinématiques ont été étendus à des dislocations se propageant le long d'une faille finie avec un glissement, une vitesse de rupture et des temps de rupture variables (voir par exemple Cotton and Campillo (1995) [14], Hernandez et al. (1999) [15]).

Les inversions cinématiques sont très importantes pour comprendre l'interaction entre séismes. La distribution de glissement sur le plan de faille, calculée par les inversions cinématiques, est utilisée pour calculer le champ de contrainte associé au séisme principal. La distribution de glissement permet ainsi de connaître les déformations dans le milieu et d'en déduire l'état de contrainte sur le plan des failles voisines. Olsen et al. (1997) [16] et Peyrat *et al.* (2001) [17] ont par exemple utilisé les résultats de l'inversion cinématique de Wald and Heaton (1994) [18] pour calculer l'état de contrainte initial du séisme de Landers (1992), avant de s'en servir comme donnée de base pour leur inversion dynamique. Di Carli et al. (2008) [19] ont utilisé le champ de glissement final obtenu par l'inversion

cinématique de Semmane et al. (2005) [20] pour le séisme de Tottori pour calculer l'état de contrainte généré par le séisme principal sur le plan de la faille où s'est produite la plus forte réplique. En ce qui concerne la variation de contrainte au cours d'un séisme, King et al. (1994) [21] ont montré que celle-ci présente une distribution spatiale complexe et que la majorité des répliques induites par le séisme principal se produisent dans les zones (lobes) où la contrainte de Coulomb s'est accrue. Toutefois d'autres travaux plus récents (par exemple Voisin et al. (2004) [22], Di Carli et al. (2008) [19]) ont montré que certaines répliques (dites *antishock*) peuvent être induites même dans des zones déchargées au sens de Coulomb.

Les inversions cinématiques ont également été d'un grand intérêt pour mettre en évidence certaines loi statistiques associées à la rupture sismique. C'est le cas par exemple de la relation  $M_0 \sim \tau^3$  entre le moment sismique  $M_0$  et la durée  $\tau$  de l'événement source (Kanamori et Anderson (1975) [23]) ou de la relation  $M_0 \sim S^{3/2}$  entre le moment sismique et la surface  $S$  de la faille (Kanamori et Brodsky (2004) [24]). La combinaison de ces deux relations permet de prédire que  $\tau \sim \sqrt{S}$ . Si l'on définit  $L \sim \sqrt{S}$  comme une taille caractéristique de la faille, on peut également déduire que  $M_0 \sim L^3$  (Aki (1967) [25]).

## Inversions dynamiques

En dépit de leurs succès, les modèles cinématiques présentent l'inconvénient de contenir des incohérences mécaniques, puisque par exemple la rupture est forcée de se propager à vitesse fixée ou comprise dans une fenêtre prédéterminée. Ce problème est levé si l'on considère des modèles dynamiques, pour lesquels le processus de rupture n'est pas pré-supposé mais est déduit de la donnée de la distribution de contrainte initiale et d'une loi de frottement. Ce type d'approche permet de prendre en compte l'aspect intrinsèquement dynamique des problèmes de rupture sismique. La rupture démarre lorsque la contrainte qui agit sur la faille dépasse un certain seuil, se propage à une vitesse *a priori* variable puis s'arrête lorsque la chute de contrainte associée au glissement est suffisante.

Puisque la rupture se produit dans une zone de taille finie, cette chute de contrainte est nécessairement accompagnée d'une augmentation de la contrainte à la périphérie de la zone de rupture, qui sera la prochaine à rompre. Le critère de rupture doit donc dépendre de la distribution de contraintes au voisinage du front de rupture, laquelle dépend de l'état mécanique de l'ensemble de la zone de rupture. Griffith (1920) [26] fut le premier à introduire un critère de rupture en terme d'énergie surfacique : la rupture se produit lorsque l'énergie est suffisante pour créer de nouvelles surfaces dans le matériau élastique. La détermination de la zone à considérer pour un tel bilan énergétique est complexe. Irwin (1948) a alors introduit un critère de rupture local, équivalent au critère de Griffith en régime quasi-statique et étendable en régime dynamique. Lorsque la concentration des contraintes au front de rupture est trop forte, la rupture démarre. Il s'agit d'un critère en terme de seuil du facteur d'intensité des contraintes.

Pour être réaliste, un modèle dynamique doit inclure un certain degré d'hétérogénéité dans le milieu où se produit la rupture, ce qui va rendre la description du processus phy-

sique plus complexe. En effet, l'état mécanique d'une faille qui est soumise à un environnement dynamique (chargement tectonique, interaction entre failles, glissement asismique) est loin d'être homogène. Les hétérogénéités de la distribution de contrainte sur la faille ont une influence sur la complexité de la rupture et sur la forme des ondes émises au cours de la rupture. Deux modèles décrivant des hétérogénéités idéales sont très largement utilisés : le modèle de barrière (Das et Aki (1977) [27]) et le modèle d'aspérité (Kanamori et Stewart (1978) [28]). Dans le modèle de barrière la faille présente des zones (barrières) qui s'opposent à la propagation de la rupture. La nucléation de la rupture a lieu dans une zone où la résistance est faible puis se propage entre les barrières. Dans le modèle d'aspérité la faille présente des zones de forte concentration de contrainte, dues au chargement tectonique ou à du glissement asismique. La rupture s'initie et se propage dans les régions de plus forte contrainte. Dans la suite, j'inverserai la rupture dynamique pour ces deux modèles de source sismique. La réalité correspond sans doute à un modèle intermédiaire, incluant barrières et aspérités.

## Méthode d'approximation elliptique

La mise en oeuvre pratique des inversions devient plus difficile et plus coûteuse en temps de calcul lorsque l'on considère un plus grand nombre de paramètres. Il y a donc un grand intérêt à trouver des méthodes d'inversion nécessitant peu de paramètres tout en restant physiquement réalistes. En 2004, Vallée et Bouchon [29] ont proposé une inversion cinématique des données télésismiques associées aux séismes d'Izmit (Turquie, 1999) et de Jalisco (Mexique, 1995), dans laquelle le champ de glissement est décrit par deux patches elliptiques.

L'avantage de cette méthode par rapport aux inversions cinématiques classiques réside dans le faible nombre de paramètres nécessaires pour décrire chaque ellipse. Le nombre de degrés de liberté dans l'inversion n'est plus défini par la taille de la grille mais par le modèle lui-même. Malgré la simplicité de la méthode, elle permet de calculer les grandeurs importantes associées à la source : position et dimension de la zone de glissement principale, glissement et vitesse de rupture à l'intérieur de chaque ellipse. En outre, selon la qualité de l'accord avec les données, il est possible de raffiner le modèle itérativement, en ajoutant de nouveaux patches elliptiques.

Mon travail de thèse a consisté à étendre cette méthode aux inversions dynamiques, en décrivant à présent le champ de contrainte initial par un faible nombre de patches ellipsoïdaux puis à l'appliquer à l'étude d'un séisme très bien enregistré : le séisme de Tottori (Japon, 2000). Alliée à la facilité d'accès aux données sismiques, en particulier celles des stations de mouvement fort qui sont fondamentales pour modéliser la dynamique de la source, la simplicité de mise en oeuvre de la méthode la rend applicable de façon systématique aux grands séismes.

## Le séisme de Tottori (2000, Japon)

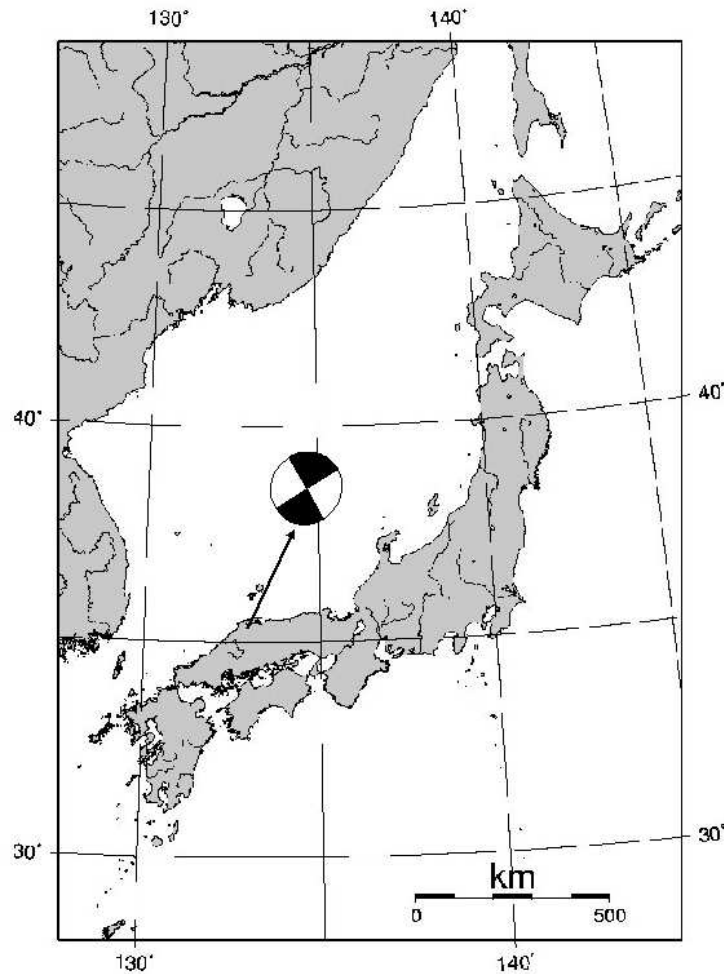


FIGURE 1 – Carte du Japon indiquant l'épicentre du séisme de Tottori. Ce tremblement de terre a eu lieu dans le Sud-Ouest du Japon, avec un mécanisme au foyer de type décrochant senestre.

Le séisme de Tottori-ken Seibu (Tottori), survenu le 6 Octobre 2000 dans la préfecture de Tottori sur la côte ouest du Japon (voir Figure 1), est idéal pour appliquer cette méthode d'inversion car il est très bien instrumenté. Il s'agit du premier grand séisme enregistré par le *KiK-network* dont de nombreuses stations sont localisées près du plan de faille, en surface et en profondeur. Il s'est produit dans une zone proche du tremblement de terre de Tottori en 1943, de magnitude de moment  $M_w = 7.2$  (Kanamori (1972) [30]). La déformation cumulée sur 100 ans et le taux de déformation des quelques années précédentes y avaient été relativement faibles. Les conditions de contrainte et de déformation étaient donc restées quasi-inchangées durant les dix dernières années. Entre 1989 et 1997, six séismes de magnitude  $\sim 5$  avaient été observés au voisinage de la faille principale du

## Introduction

séisme (Shibutani et al. (2002) [31]).

Contrairement au séisme de Hyogo-ken Nanbu (Kobe) en 1995, qui était de magnitude comparable, le séisme de Tottori de 2000 a causé des dégâts modérés car l'épicentre, situé à  $35.27N$  et  $133.35E$  (Iwata and Sekiguchi (2002) [32]), se trouvait dans une zone montagneuse, peu urbanisée. Il s'agit d'un pur séisme de type décrochant senestre de magnitude  $M_w = 6.6$  (voir Figure 1). L'événement principal et la sismicité qui l'a précédé ont eu lieu dans la région comprise entre le Volcan Daisen et la région basaltique de Yokota, où plusieurs séismes de basse fréquence profonds avaient été observés juste au dessus de la discontinuité de Moho. Cela suggère que le séisme de 2000 pourrait avoir été déclenché par les fluides dans la coûte. Dans la zone concernée par le séisme, le chargement tectonique dominant est de type  $NO - SE$  (Ichikawa (1971) [33], Tsukuhara et Kobayashi (1991) [34]) en raison du processus de subduction des plaques Pacifique et Mer des Philippines sous la plaque Eurasie. Pour ce type de contrainte, on observe en général des failles de type  $NS$  ou  $EO$  senestres (Research Group for Active Faults of Japan, 1991), en cohérence avec la direction  $N145^\circ E$  déterminée pour l'événement principal de Tottori (Fukuyama (2003) [35]).

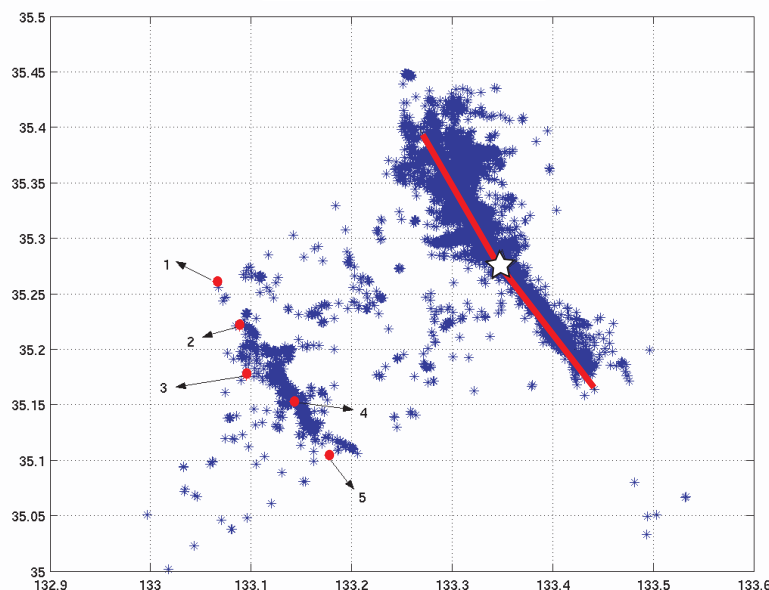


FIGURE 2 – Carte de la séquence des répliques pour le tremblement de terre de Tottori, d'après Di Carli et al. (2008). La faille apparaît en rouge, les astérisques bleues correspondent aux positions des différentes répliques, l'étoile correspond à l'épicentre.

Du point de vue géologique, une caractéristique importante de ce séisme est qu'il n'a pas donné lieu à une rupture claire en surface (Fukuyama et al. (2003) [35]), comme d'autres tremblements de terre précédents, par exemple les séismes de Joshua Tree (1992,  $M_w = 6.1$ ) et de Kobe (1995,  $M_w = 6.9$ ) dans sa zone Nord (Sekiguchi et al. (2000) [36]).

Dalguer *et al.* (2003) [37] relèvent cependant la présence de quelques crevasses superficielles. Shibutani *et al.* (2002) [31] ont montré que la rupture s’est développée dans une zone où une faille existait déjà avant l’événement principal, pour se propager par la suite dans la partie Nord, où par contre il n’y avait pas d’information sur la géométrie de la faille. Notons enfin que la profondeur de l’hypocentre n’est pas bien contrainte. Elle varie selon les études, de  $7.8\text{ km}$  (Iwata et Sekiguchi (2002) [32]) à  $31.3\text{ km}$  (ERI), en passant par  $19.9\text{ km}$  (Harvard). Je montrerai au Chapitre 1 comment nous avons relocalisé la profondeur de l’hypocentre du séisme en repartant des données brutes.

L’événement principal a été suivi d’une séquence de répliques. Durant les 15 premières minutes, elles se sont concentrées dans la partie sud, où le glissement maximal de l’événement principal s’est produit. Après une heure, les répliques se sont réparties dans toute la zone, en formant des structures de faille (voir Figure 2). La plus grande réplique ( $M_w = 5.5$ ) a eu lieu le 8 Octobre, 48h après l’événement principal, à l’ouest, dans une zone localisée à  $20\text{ km}$  de distance et à une profondeur d’environ  $5000\text{ m}$ . Cet événement a ensuite rapidement déclenché sa propre séquence de répliques.

## Organisation du manuscrit

Ma thèse s’est déroulée en quatre étapes qui correspondent aux différents Chapitres.

- Dans le premier Chapitre, je modélise la rupture du tremblement de terre de Tottori (Japon, 2000) d’un point de vue cinématique, par une méthode originale d’inversion non-linéaire qui utilise une distribution de glissement constituée de deux patchs ellipsoïdaux. Cette méthode est appliquée à 24 enregistrements du séisme de Tottori par des stations localisées près de l’épicentre. L’inversion cinématique est résolue par l’algorithme de voisinage, qui converge rapidement vers une distribution de glissement qui permet un très bon ajustement des sismogrammes observés. Toutefois la solution cinématique est non-unique et doit être validée par une étude dynamique.
- Dans le deuxième Chapitre, je décris la modélisation numérique adoptée pour la propagation dynamique de la rupture. J’illustre sur quelques situations modèles l’influence des paramètres physiques pertinents.
- Dans le troisième Chapitre, je réalise une inversion dynamique du séisme de Tottori par la méthode d’essai-erreur, en utilisant la même profondeur d’hypocentre et le même modèle de vitesses que pour la cinématique. La méthode présente l’avantage d’être rapide et efficace en raison du faible nombre de paramètres nécessaires pour décrire le champ de contrainte initial, supposé constitué de deux patchs ellipsoïdaux. La loi de frottement utilisée est du type adoucissement de glissement (*slip-weakening*). La méthode est appliquée aux modèles d’asperité et de barrière, le modèle de barrière permettant de mieux reproduire les sismogrammes observés.
- Dans le dernier Chapitre, je développe une inversion dynamique analogue mais automatisée, basée sur l’algorithme de voisinage.



# Chapitre 1

## Inversion cinématique du séisme de Tottori

### Introduction

Dans ce premier Chapitre nous cherchons à déterminer un ou plusieurs scénarios de rupture pouvant conduire aux sismogrammes observés. Nous n'allons pas directement aborder le problème plus fondamental qui consiste à reconstruire ce scénario à partir des contraintes existantes sur la faille avant le séisme et d'une loi de frottement sur la faille. Une telle approche correspondrait à une modélisation dynamique de la rupture, qui sera discutée dans les prochains Chapitres. Nous commençons par décrire l'approche cinématique, qui représente le premier pas dans la compréhension de la source sismique. Par la suite, les grandeurs physiques déterminées par cette méthode pourront être utilisées pour contraindre les modèles dynamiques.

### 1.1 Les modélisations cinématiques de la source sismique aujourd'hui

Le théorème de représentation constitue la base théorique de l'imagerie de la source sismique. Le déplacement en un point localisé en espace et en temps par le couple  $(\mathbf{x}, t)$  dans la direction  $i$  peut être représenté par la formule suivante :

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \int_0^t dt \int_{\Sigma} G_{ij,k}(\mathbf{x}, t; \mathbf{y}, \tau) M_{jk}(\mathbf{y}, \tau) d\Sigma \quad (1.1)$$

où  $u_i(\mathbf{x}, t)$  est la composante  $i$  du déplacement au point  $(\mathbf{x}, t)$ ,  $M$  est le tenseur de densité de moment et  $G$  est la fonction de Green qui traduit la réponse impulsionnelle du milieu au point d'observation  $(\mathbf{x}, t)$  dans une direction  $i$  due à une dislocation au point source  $(\mathbf{y}, t)$  dans la direction  $j$  (voir Figure 1.1). Si on connaît la réponse impulsionnelle du milieu et le déplacement enregistré en surface, on peut alors estimer le glissement sur le plan de faille  $\Sigma$ .



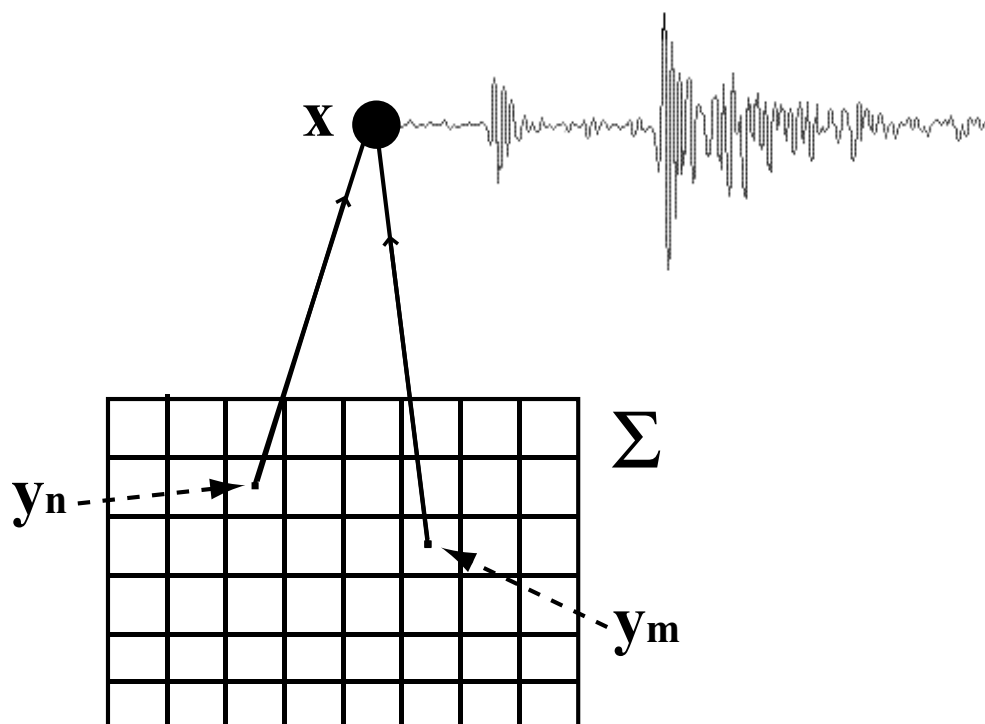


FIGURE 1.1 – Principe du théorème de représentation. Le déplacement au point d'observation  $x$  correspond à la somme des contributions associées à l'ensemble des points sources  $y$  (seuls deux sont représentés sur le schéma) situés sur la faille  $\Sigma$ .

Aujourd'hui avec le nombre important de réseaux sismologiques il est possible d'avoir une image de la distribution de glissement sur le plan de faille et de l'histoire de la rupture par l'inversion des formes d'ondes enregistrées. La plupart de ces inversions ont été faites à basse fréquence ( $f < 0.5 - 1.0 \text{ Hz}$ ) à cause de la difficulté à modéliser les formes d'ondes à plus haute fréquence. Celles-ci peuvent en effet être très complexes en raison de la complexité du processus source et des phénomènes de diffraction des ondes dans la croûte. Nous savons qu'une aspérité, après le passage du front de rupture, émet une onde avec une période proportionnelle à sa taille. Plus l'aspérité est petite, plus la fréquence associée est grande, et plus les spectres émis seront larges. On peut donc s'attendre à ce que le champ de glissement soit plus complexe et hétérogène lorsqu'on augmente la fréquence maximale inversée. Au contraire, aux basses fréquences, les ondes sont peu influencées par les hétérogénéités de petite taille de la croûte et donc seules les aspérités de grande taille sont imagées. Un filtrage passe-bas permet ainsi de filtrer les petites aspérités et seules les grosses aspérités sont considérées. Le filtre fréquentiel peut alors être vu comme un filtre spatial.

Durant les vingt dernières années, de nombreuses inversions ont été réalisées dans le but d'obtenir des modèles qui puissent expliquer au mieux les données enregistrées pendant les séismes<sup>1</sup>). Pour les tremblements de terre bien instrumentés, plusieurs inversions ont

1. Récemment, Martin Mai a créé un site web qui regroupe les résultats obtenus par différentes mé-

été réalisées pour une bande spectrale comprise entre 0 et  $0.5\text{ Hz}$ , comme par exemple Wald et Heaton (1994) [18] pour le séisme de Landers (1992) ou Hernandez *et al.* (2001) [38] pour le séisme de Oaxaca (1999). D'autres inversions ont utilisé une bande spectrale plus large ( $f < 1\text{ Hz}$ ), comme par exemple Delouis *et al.* (2002) [39] pour le séisme d'Izmit (1999). Ces modèles obtenus en inversant des signaux basses fréquences nous donnent une idée générale de la distribution du glissement le plus important survenu sur la faille.

Souvent, comme pour le séisme de Tottori, on trouve plusieurs modèles qui expliquent tous aussi bien les données enregistrées. On se trouve dans une situation où la solution de l'inversion n'est pas unique c'est-à-dire qu'il est difficile d'évaluer la qualité de ces modèles en se limitant aux observations. Dans ce cas, nous ne devons retenir que les caractéristiques générales qui sont communes à tous ces modèles, par exemple la position des zones de plus fort glissement ou la vitesse de rupture moyenne.

En outre, il devient nécessaire de donner une estimation quantitative du plus ou moins bon accord entre les données observées et les données calculées avec l'inversion. Pour l'inversion que nous allons présenter, les sismogrammes enregistrés et les synthétiques sont comparés par le calcul de la norme  $L^2$  (critère des moindres carrés) normalisée.

## 1.2 Quelles données utiliser ?

### 1.2.1 Les données en champ proche : les mouvements forts

Après chaque grand séisme, les mouvements forts du sol causent malheureusement d'énormes dégâts matériels, mais aussi humains lorsqu'ils se produisent dans des zones très urbanisées. Au voisinage d'une faille, où les oscillations sont très fortes, les sismomètres sont facilement saturés ; en revanche, les appareils dits de *mouvements forts* ne saturent pas lors de l'enregistrement, même pour de faibles distances à la faille. Les mouvements forts du sol fournissent de précieuses informations. En raison de la faible distance à la source, leur contenu fréquentiel est très peu contaminé par l'effet de la propagation et est plutôt dominé par l'effet de la source. On peut ainsi étudier avec ces données le détail du processus de rupture de la source sismique, ce que l'on ne pourrait pas faire en utilisant les autres données plus lointaines, comme les données télé-sismiques par exemple.

L'évolution temporelle de l'accélération du sol étant difficile à déchiffrer, on utilise en pratique soit le signal de vitesse (une intégration temporelle) qui caractérise les détails de premier ordre de la rupture, soit le signal de déplacement (deux intégrations successives) qui est beaucoup plus simple à interpréter. Pour l'inversion cinématique du séisme de Tottori, nous avons étudié les données de déplacement.

Parmi les plus grand réseaux accélérométriques qui offrent des données de grande qualité, il y a les réseaux japonais *K-net* et *KIK-net* sur lesquels nous nous appuyons dans la suite (voir Figure 1.2). *K-net* ou Kyoshin-Net (Kio=fort et shin=séisme en

---

thodes d'inversion pour de nombreux séismes. Le site contient actuellement 152 modèles de rupture pour 80 tremblements de terre avec des magnitudes comprises entre 4.1 et 8.9. D'autres informations utiles, comme la distribution de glissement final obtenue par chaque inversion ou les paramètres de la source du séisme (url : <http://www.seismo.ethz.ch/srcmod/>)

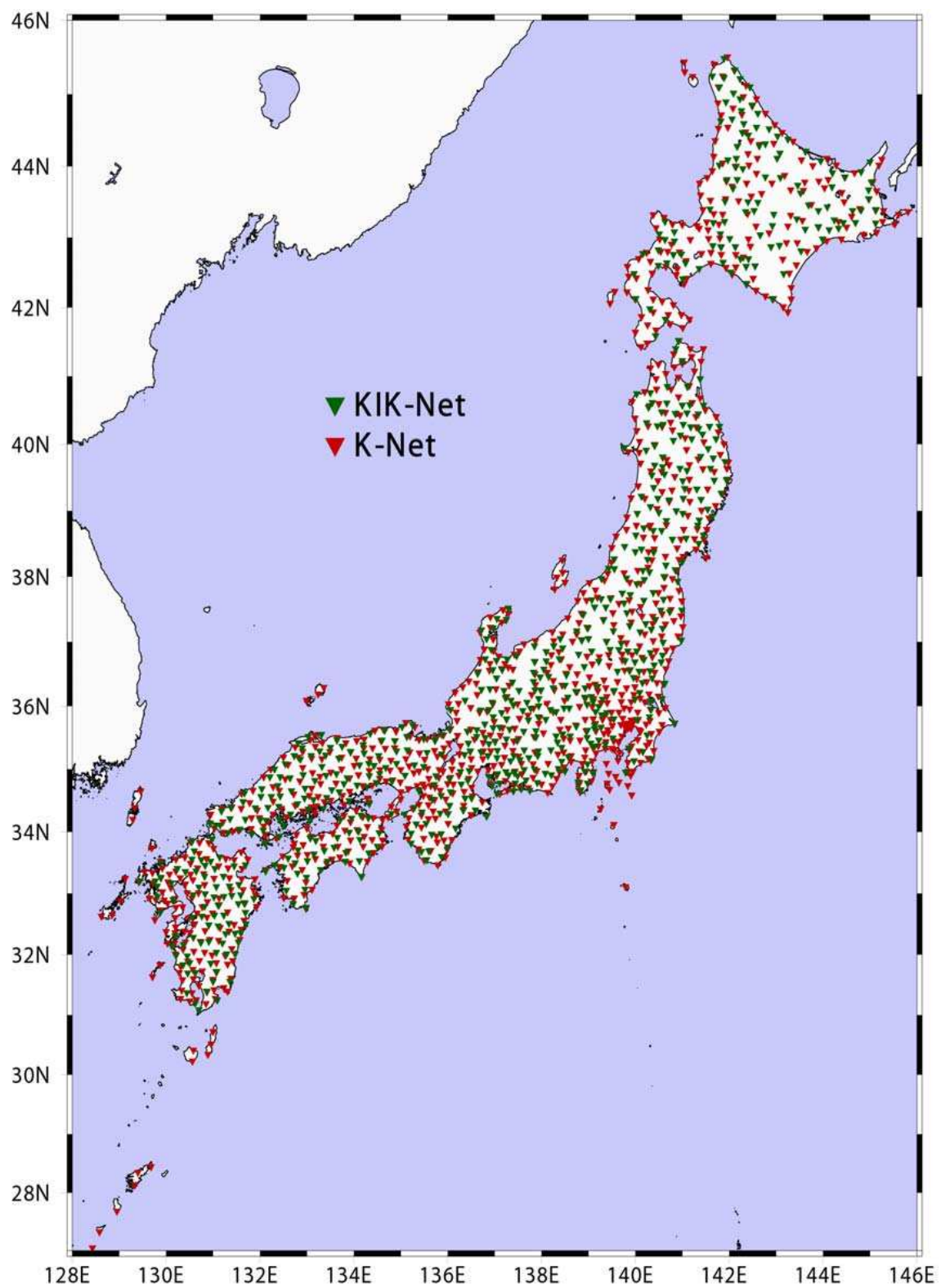


FIGURE 1.2 – Localisation des stations K-Net et KIK-NET, d'après Semmane (2004) [40]

japonais) est un large réseau d'enregistrement des mouvements forts, constitué de plus de 1000 stations accélérométriques installées en surface en champ libre et qui recouvre tout le territoire japonais. Pour chaque station, les informations sur le type de site, comme par exemple les modèles de vitesse pour les ondes  $P$  et  $S$  obtenus par forage sont disponibles. *KIK – net* (Kiban Kyoshin Net) est un autre large réseau d'enregistrement des mouvements forts, de plus de 600 stations. Pour chaque station deux accéléromètres, un en surface l'autre en profondeur, mesurent les 3 composantes EW, NS et UD de l'accélération. La profondeur minimale est de 100  $m$ , la profondeur maximale de 2  $km$ .

### 1.2.2 Les données en champ lointain

Les données télé-sismiques sont enregistrées à des stations situées à grande distance, c'est-à-dire à une distance épacentrale  $\Delta$  (angle entre la source et le récepteur mesuré à partir du centre de la terre) comprise entre  $30^\circ$  et  $90^\circ$ . Ils proviennent des réseaux mondiaux IRIS et GEOSCOPE par exemple et fournissent des signaux à très large spectre. Ces données sont les premières à être utilisées après un séisme pour déterminer la localisation et le mécanisme au foyer de l'événement. Ce type de données est souvent utilisé pour les inversions cinématiques. Cependant la résolution n'est pas suffisante pour pouvoir décrire avec précision le processus de rupture du séisme.

## 1.3 La méthode d'inversion

### 1.3.1 Approximation elliptique du champ de glissement

Nous développons une méthode rapide et efficace pour l'inversion cinématique non-linéaire de la rupture en utilisant une distribution de glissement constituée d'un faible nombre de patches ellipsoïdaux. Contrairement aux méthodes cinématiques classiques où la distribution de glissement est inversée sur tout le plan de faille, celle-ci inverse seulement certaines zones de la faille, réduisant ainsi le nombre des paramètres à inverser. Ce type de méthode a été proposé pour la première fois par Vallée et Bouchon (2004) [29] pour les inversions cinématiques en champ lointain.

Avec cette méthode, le processus de rupture est modélisé en utilisant des regions ellipsoïdaux. A l'intérieur de chaque ellipse la vitesse de rupture est uniforme et la distribution de glissement  $D$ , fonction de la distance au centre de l'ellipse, est supposée gaussienne :

$$D = D_m e^{-(x^2/a^2 + y^2/b^2)} \quad (1.2)$$

où  $D_m$  est l'amplitude maximale du glissement dans le patch elliptique de demi-axes  $a$  et  $b$ .

Nous utilisons une distribution gaussienne, et non pas la distribution parabolique associée à une zone de rupture elliptique, de façon à adoucir l'annulation du glissement à la périphérie de la zone de rupture.

Le temps de rupture  $t_r$  est calculé par rapport à la distance depuis l'hypocentre. Nous aurions pu utiliser une propagation de rupture plus complexe, mais il s'avère que nos

données ne le nécessitaient pas.

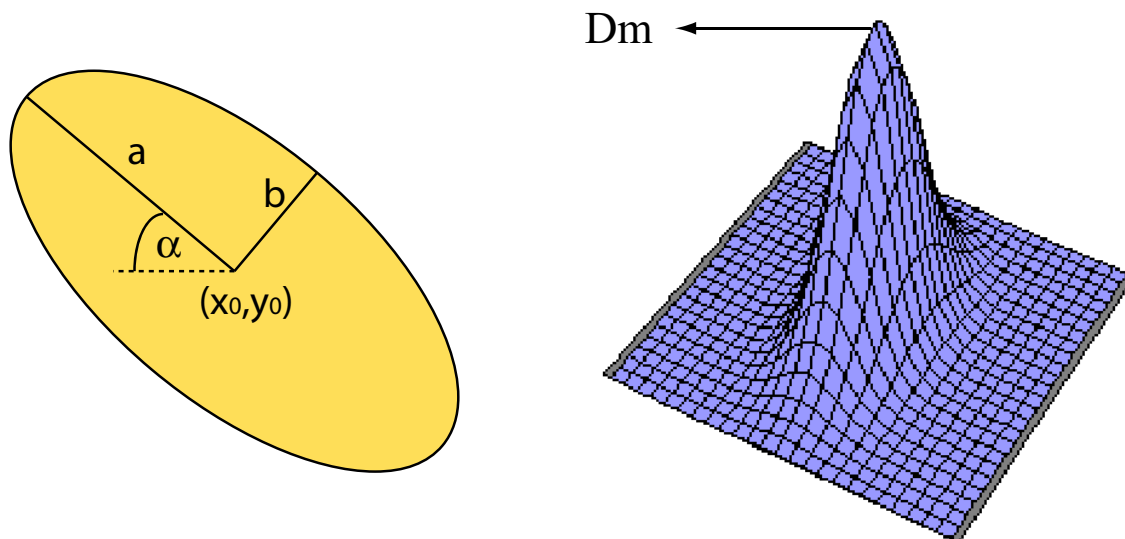


FIGURE 1.3 – Paramétrisation de la source par des patches elliptiques. Chaque ellipse est décrite par 7 paramètres. 5 sont purement géométriques : les deux longueurs des demi-axes  $a$  et  $b$ , un angle d'orientation globale  $\alpha$  et les deux coordonnées  $(x_0, y_0)$  du centre de l'ellipse. 2 sont des paramètres cinématiques : l'amplitude de glissement  $D_m$  et la vitesse de rupture  $v_r$ .

Chaque ellipse est définie par 7 paramètres (Figure 1.3) : deux demi-axes  $a$  et  $b$ , un angle d'orientation globale  $\alpha$ , les deux coordonnées du centre, l'amplitude de glissement  $D_m$  et la vitesse de rupture  $v_r$ . On considère deux ellipses et on impose que l'hypocentre soit toujours situé à l'intérieur de la première. Le nombre total de paramètres à inverser est donc de 14.

### 1.3.2 L'algorithme de voisinage

L'algorithme de voisinage ou *neighbourhood algorithm* (NA) en anglais, est une méthode d'inversion de type Monte-Carlo. Son principe est détaillé par son auteur dans deux articles de référence (Sambridge (1999) [41, 42]). Ici nous nous limitons à expliquer ses aspects les plus importants.

Le principe de cet algorithme est de diviser géométriquement l'espace des modèles pour concentrer la recherche dans des zones d'intérêt. Après avoir tiré des points aléatoirement, des cellules de Voronoï vont délimiter la région de l'espace qui est la plus proche de chaque point tiré. L'avantage de cette technique est que les cellules de Voronoï pavent toujours la totalité de l'espace disponible. On peut résumer en quatre étapes la méthode de l'algorithme de voisinage :

1. Générer un ensemble de  $n_s$  modèles de départ répartis uniformément dans l'espace des paramètres
2. Calculer la fonction coût pour chaque modèle généré et identifier les  $n_r$  qui donnent les valeurs les plus faibles
3. Tirer aléatoirement  $n_s$  nouveaux modèles au sein des cellules de Voronoi des  $n_r$  modèles sélectionnés précédemment
4. Recommencer à l'étape 2

Avec cette méthode, à chaque itération la forme de toutes les cellules de Voronoi est ré-évaluée pour prendre en considération les nouveaux tirages. On peut dire ainsi que l'NA a une *mémoire* car à chaque itération on recalcule les cellules de Voronoi en fonction des nouveaux et des anciens tirages. Cette *mémoire* a l'inconvénient d'augmenter le temps de calcul, puisque le nombre de cellules à calculer chaque fois augmente rapidement avec le nombre d'itérations. Mais en revanche elle permet à l'algorithme d'explorer de nouveau certaines parties de l'espace qui pouvaient sembler moins intéressantes dans un premier temps. Par exemple la cellule qui donnera la meilleure solution peut définir une zone extérieure à la zone qui définissait la meilleure solution du tirage initial. En résumé, l'NA est un algorithme qui offre de bonnes capacités d'exploration et de convergence, surtout quand le problème a un nombre limité de paramètres, tout en restant très simple d'utilisation.

L'NA ne fait appel qu'à deux variables d'optimisation (le couple  $n_s$ - $n_r$ ). Au cours de nos inversions avec l'NA, nous avons joué sur ces paramètres, afin d'améliorer les performances en terme de temps de calcul. Bien que le choix de ces paramètres dépende du problème traité, il y a des règles générales que l'utilisateur doit respecter. En premier lieu, le nombre de cellules ré-échantillonnées  $n_r$  ne doit pas être supérieur au nombre de cellules que l'on a évalué  $n_s$ . Il faut savoir aussi que plus le nombre  $n_r$  ou le couple  $n_r - n_s$  est grand, plus l'espace exploré est grand. Le nombre  $n_s$  contrôle le temps de calcul, puisqu'il correspond au nombre de nouvelles cellules à évaluer en plus à chaque itération. Une augmentation de  $n_s$  permet une meilleure exploration de l'espace des paramètres ainsi qu'une meilleure localisation des différents minima. Le temps de calcul dépendra essentiellement du nombre total de modèles à évaluer pendant une inversion  $n_{\text{modèles}} = n_s \times n_{\text{itérations}}$ . Le nombre  $n_r$  est moins important pour le temps de calcul, puisque ce paramètre est lié seulement au choix des cellules de Voronoi.

### 1.3.3 Paramétrisation de la source

La méthode d'inversion par approximation elliptique a été couplée à l'algorithme de voisinage pour chercher la solution qui reproduit au mieux les sismogrammes observés dans le cas du séisme de Tottori. Pour chaque paramètre à inverser, on définit une fenêtre dans laquelle chercher la valeur optimale. Pour chaque modèle de glissement généré par l'algorithme, les accélérogrammes synthétiques sont calculés en utilisant la méthode d'intégration du nombre d'onde discret (Bouchon (1981) [43]), méthode dans laquelle les matrices de réflexion-transmission de Kennet et Kerry (1979) [44] sont utilisées. Dans cette méthode le plan de faille est discretisé en plusieurs sous-failles, qui seront pour nous des carrés tous de même taille (voir Figure 1.4).

Chaque sous-faille représente un point source. Avec cette paramétrisation, le mouvement du sol  $u_i$  enregistré à une station  $i$  et à une fréquence  $\omega$  peut être représenté par une somme linéaire de la contribution de  $n$  sous-failles. La sous-faille  $k$  est associée à un glissement individuel  $U_k$  et à un temps de rupture propre  $t_k$ , pour prendre en considération l'effet de la propagation du front de rupture :

$$u_i(\omega) = \sum_{k=1}^n G_{ki}(\omega) U_k e^{-i\omega t_k} S_k(\tau_k, \omega) \quad (1.3)$$

où  $G_{ki}(\omega)$  représente le mouvement du sol pour un déplacement unitaire sur la sous-faille  $k$  à la fréquence  $\omega$ , et  $S_k$  est la fonction source définie dans le domaine fréquentiel avec un temps caractéristique égal au temps de montée  $\tau_k$ . La fonction source est modulée par le glissement  $U_k$  et décalée en temps de la valeur du temps de rupture  $t_k$ . La fonction source utilisée dans nos inversions consiste en une rampe lisse représentée par une fonction tangente hyperbolique (Cotton et Campillo (1995) [14], Hernandez *et al.* (1999) [15], voir Figure 1.4) et donnée par l'expression suivante dans le domaine temporel :

$$S_k(t) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \tanh \left( \frac{t_k + \tau_k/2}{\tau_k/2} \right) \right] \quad (1.4)$$

Les fonctions de Green représentent la réponse du milieu à une source impulsionnelle, c'est-à-dire l'effet de la propagation de l'onde dans la terre de la source à la station. Elles prennent donc en compte les caractéristiques mécaniques du sol, les effets du site où sont enregistrées les données et l'atténuation par le milieu. Elles sont calculées pour chaque sous-faille et pour chaque point d'observation en considérant un modèle de vitesse à couches planes et sont ensuite convoluées par la fonction source temporelle. Cette opération est effectuée par le programme nommé AXITRA réalisé par Olivier Coutant (1994) [45, 46] et couramment utilisé dans les inversions cinématiques.



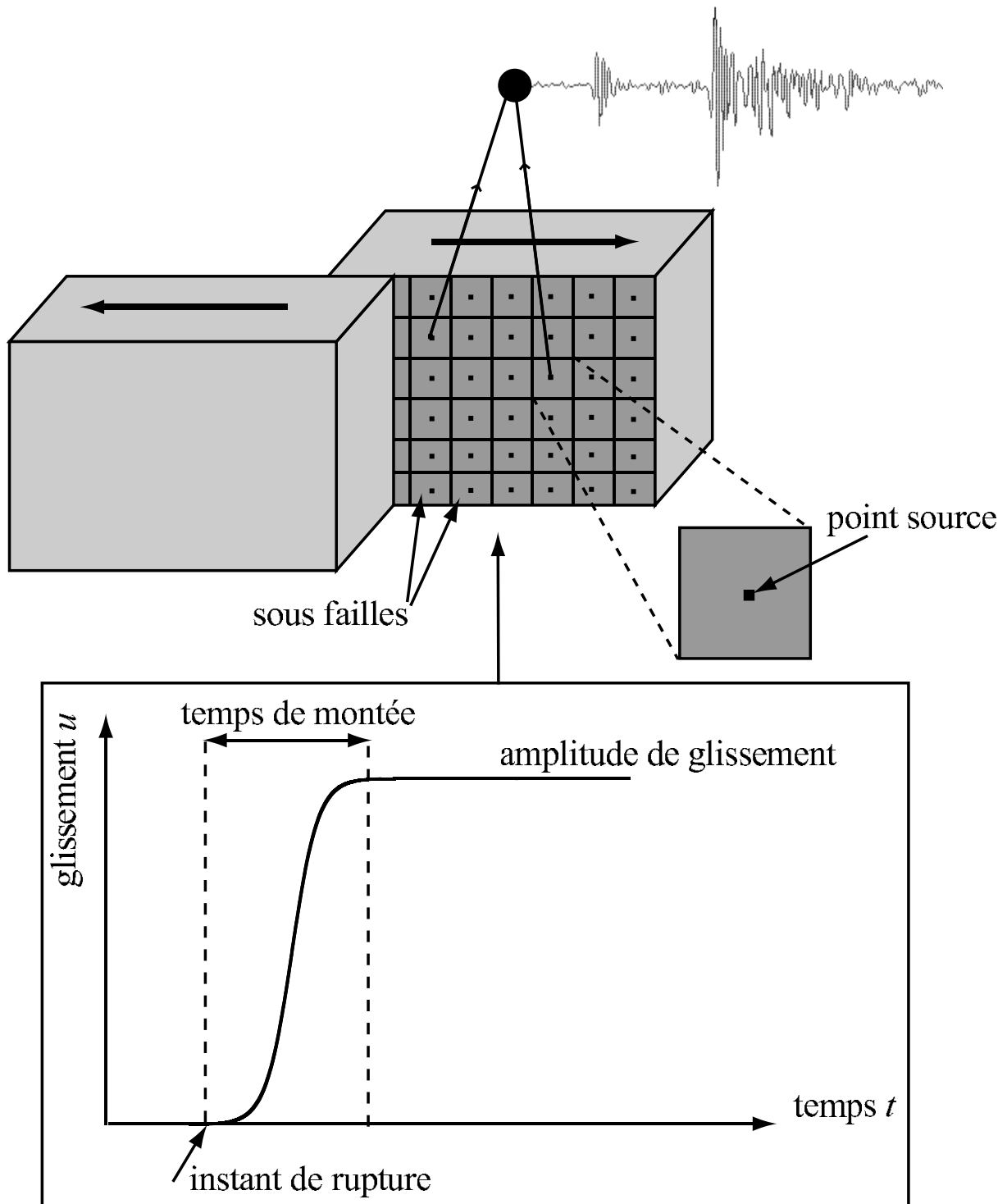


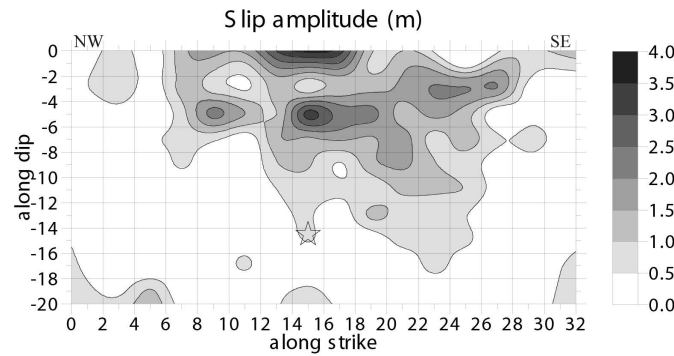
FIGURE 1.4 – Schéma de la paramétrisation de la source. Chaque sous-faille correspond à un point source. Le graphe du bas représente une forme typique de fonction source. Les sismogrammes synthétiques sont obtenus en sommant les contributions de tous les points source.



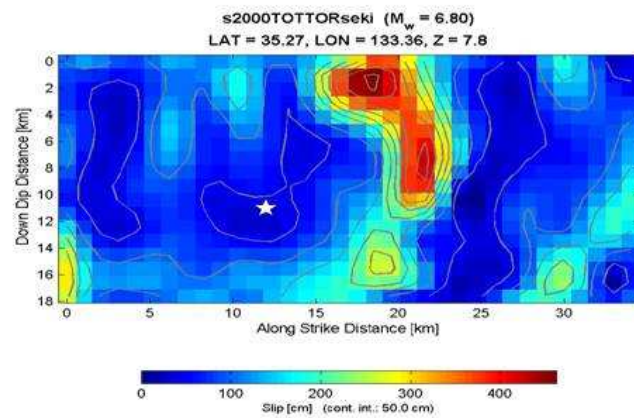


## 1.4 Application au tremblement de terre de Tottori

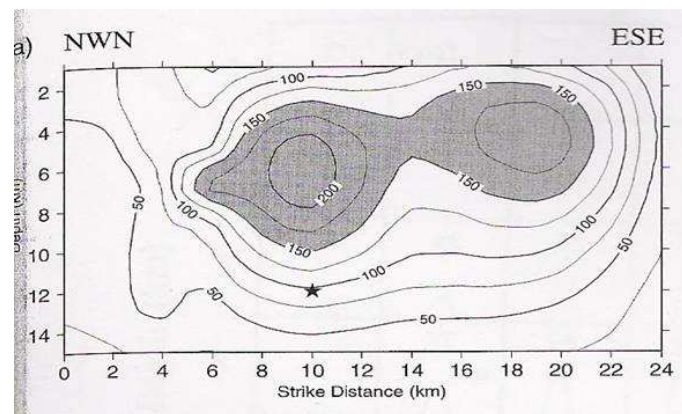
### 1.4.1 Précédentes inversions cinématiques du séisme de Tottori



(a) Semmane *et al.* (2005)



(b) Iwata et Sekiguchi (2002)



(c) Yagi et Kikuchi (2000)

FIGURE 1.5 – Distribution finale de glissement pour le séisme de Tottori, obtenue par différentes inversions cinématiques.

Plusieurs inversions cinématiques du séisme de Tottori ont été réalisées par la passé, par exemple par Yagi et Kikuchi (2000) [47], Iwata et Sekiguchi (2002) [32], Semmane *et al.* (2005) [20], Holden *et al.* (2008) (voir Annexe B ou Di Carli *et al.* (2008) (voir Annexe A)). Semmane *et al.* (2005) [20] ont utilisé une méthode d'inversion linéarisée dans le domaine fréquentiel (Cotton et Campillo (1995) [14], Hernandez *et al.* (1999) [15]) pour reproduire le processus de rupture. Ils ont utilisé une vitesse de rupture variable et des données doublement intégrées pour travailler sur les déplacements. L'inversion converge très bien vers une distribution de glissement qui est faible autour de l'hypocentre et qui augmente vers la surface jusqu'à une valeur maximale à une profondeur de 5 km et en surface (voir Figure 1.5(a)). Cette distribution de glissement est similaire à celle obtenue par Iwata et Sekiguchi (2002) [32] (voir Figure 1.5(b)) et Yagi et Kikuchi (2000) (voir Figure 1.5(c)) [47] qui ont appliqué à ce séisme une inversion cinématique linéaire avec une vitesse de rupture fixe. Ces études montrent toutes un très bon accord entre les sismogrammes observés et les sismogrammes synthétiques, avec des méthodes d'inversion et des modèles de rupture finaux différents. Certaines caractéristiques et résultats de quelques études cinématiques du séisme de Tottori sont regroupées dans le Tableau 1.1.

CMT/Inversion	Moment sismique ( $\times 10^{18} N.m$ )	Magnitude ( $M_w$ )	Profondeur de l'hypocentre (km)	Données
ERI	2.9	6.2	31.3	Ts
USGS	7.4	6.5	12.0	Ts
Harvard	11.0	6.6	19.9	Ts
Yagi et Kikuchi	11.0	6.6	11.0	Ts+SM
Iwata et Sekiguchi	19.0	6.8	7.8	SM
Semmane <i>et al.</i>	14.7	6.7	14.5	SM
Holden <i>et al.</i>	8.0	6.6	9.3	SM
Di Carli <i>et al.</i>	7.9	6.6	14.0	SM

TABLE 1.1 – Résultats d'inversions cinématiques du séisme de Tottori (Japon, 2000). Ts : Télésismique ; SM : Strong Motions (mouvement forts) ; CMT : Centroid Moment Tensor ; ERI : Earthquake Research Institute (Japan) ; USGS : US Geological Survey.

Comme précisé dans l'Introduction, le séisme de Tottori (2000) n'a pas donné lieu à une rupture en surface (Fukuyama *et al.* (2003) [35]). Cependant, beaucoup de modèles cinématiques montrent un glissement relativement faible dans la zone hypocentrale et un glissement superficiel significatif, par exemple dans les travaux d'Iwata et Sekiguchi (2002) [32] et de Semmane *et al.* (2005) [20].

Au cours de cette thèse, j'ai participé à l'inversion cinématique de Holden *et al.* (2008) (voir Annexe B). Il s'agit d'une méthode d'inversion non-linéaire de la distribution de glissement sur toute la faille, avec l'algorithme de voisinage (NA), en laissant la vitesse de rupture variable. La méthode, qui s'est révélée rapide et efficace, a été appliquée aux trois composantes de 12 stations des réseaux *K-net* et *KiK-net*. Seuls les temps absolus ont été utilisés pour l'inversion. Les données ont été alignées par rapport à l'instant

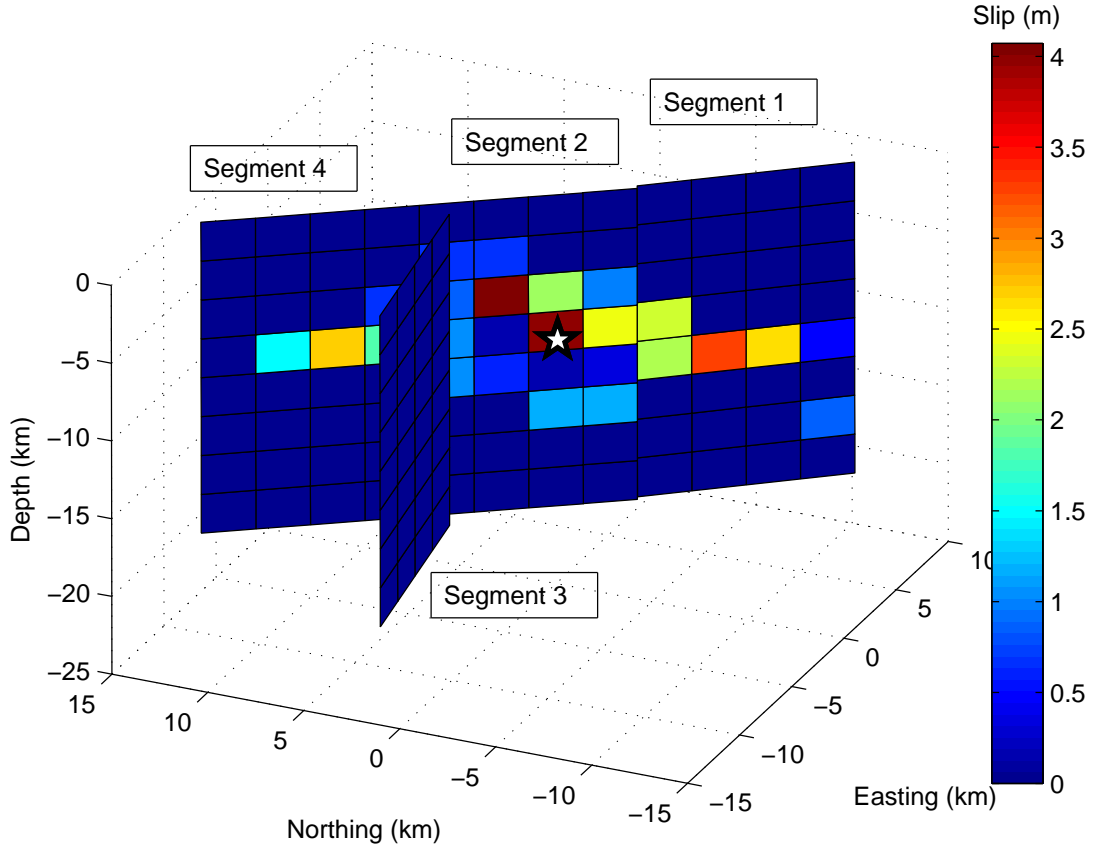


FIGURE 1.6 – Distribution finale de glissement sur les quatre segments de faille obtenue par inversion par Holden *et al.* (2008)

d'origine  $t_0 = 13 : 30 : 18$  s, le même que celui utilisé par Iwata et Sekiguchi (2002) [32] et Semmane *et al.* (2005) [20], même si ces études utilisent des valeurs différentes pour la profondeur de l'hypocentre. Holden *et al.* (2008) ont estimé la profondeur de l'hypocentre égale à  $9.3$  km en identifiant le temps d'arrivée des ondes  $P$  sur les données brutes et en utilisant le modèle de vitesses de Fukuyama *et al.* (2003) [35]. Pour l'inversion les données ont été intégrées une seule fois, pour travailler sur les vitesses, puis filtrées avec un filtre passe-bande entre  $0.1$  Hz et  $1$  Hz. Suivant Fukuyama *et al.* (2003) [35], la faille est discrétisée avec 4 segments de faille (voir Figure 1.6). Les segments 1, 2 et 4 ont presque la même orientation. Le segment 3 forme un angle supposé fixe par rapport à eux. Puisque ce segment est très petit, il a été modélisé par un glissement de forme ellipsoïdale, avec une amplitude, une vitesse de rupture, une position et un angle variables.

L'inversion converge vers une distribution de glissement caractérisée par 3 aspérités principales distinctes, chacune avec une amplitude de glissement et un temps de rupture propres. La rupture commence près l'hypocentre puis se propage très lentement pendant les premières secondes. Vers 5 s, deux forts événements de glissement se produisent :

3.5 *m* à une profondeur de 6 *km* et 3 *m* à une profondeur de 12 *km*. Enfin, après 6 *s*, la rupture se propage dans la troisième aspérité, localisée au Nord-Ouest de l'hypocentre, avec un glissement maximal de 2.5 *m*. Cette inversion a permis de mettre en évidence non seulement les aspérités mais aussi les anomalies dans la propagation de la rupture. En particulier le front de rupture semble accélérer lorsqu'il passe d'un segment de faille à l'autre. En outre le modèle est compatible avec les observations d'une absence de rupture en surface et de la présence crevasses superficielles, puisque le glissement principal a lieu à une profondeur comprise entre 5 et 10 *km* et ne parvient pas en surface (voir Figure 1.7).

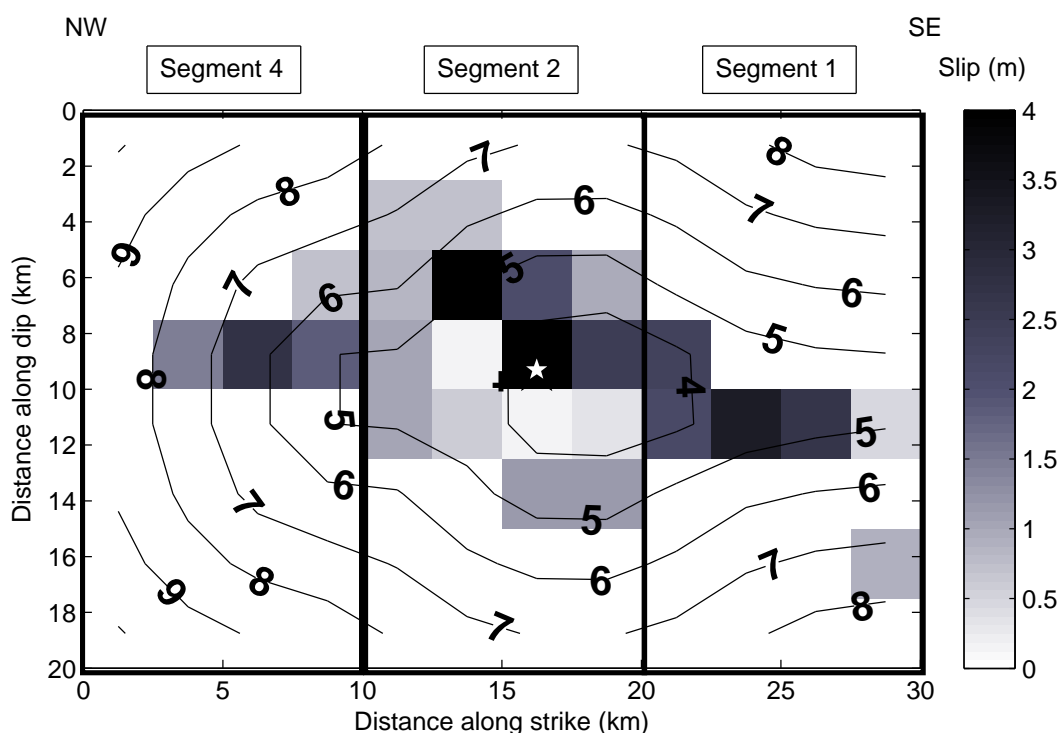


FIGURE 1.7 – Distribution finale de glissement en 2D obtenue par inversion par Holden *et al.* (2008)

### 1.4.2 Les données

#### Le traitement des données

Station	Distance à l'épicentre ( <i>km</i> )	Affiliation	Surface	Profondeur
SMN015	19	<i>K – net</i>	oui	non
SMN003	25	<i>K – net</i>	oui	non
TTR007	13	<i>K – net</i>	oui	non
TTR008	16	<i>K – net</i>	oui	non
TTR009	13	<i>K – net</i>	oui	non
OKYH07	26	<i>KiK – net</i>	oui	oui
SMNH01	8	<i>KiK – net</i>	oui	oui
SMNH02	24	<i>KiK – net</i>	oui	oui

TABLE 1.2 – Stations de mouvement forts (*K – net* et *KiK – net*) situées près de la faille du séisme de Tottori qui ont été utilisées dans l'inversion.

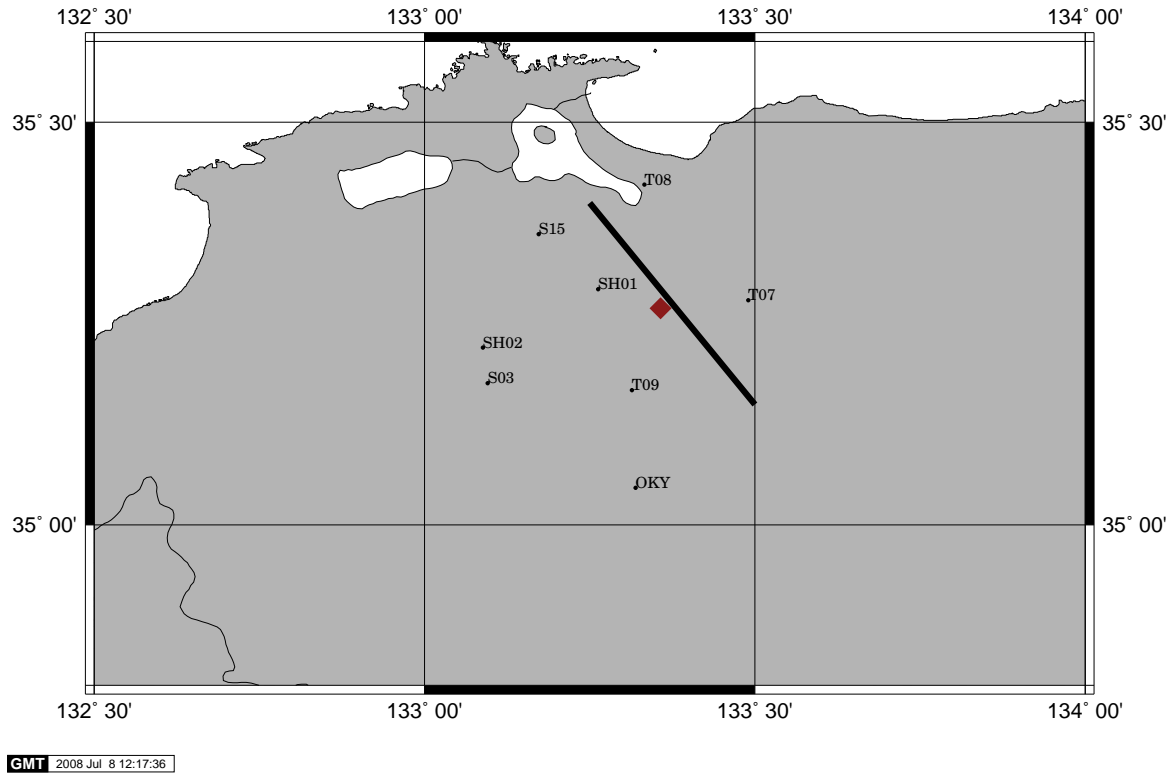


FIGURE 1.8 – Localisation des 8 stations *K – net* et *KiK – net* utilisées dans l'inversion

Les données que nous avons cherché à modéliser avec l'inversion sont les données sismiques de champ proche, car comme nous l'avons déjà dit, le champ lointain ne permet pas d'étudier avec une résolution suffisante les détails du processus de propagation de la rupture et d'arrêt du glissement. Nous avons inversé les trois composantes *EW*, *NS* et *UD* pour les stations les plus proches de la faille du séisme de Tottori (distance à l'épicentre inférieure à  $26\text{ km}$ ) représentées dans la Figure 1.8. Le tableau 1.2 montre les 11 stations que nous avons choisies au départ pour l'inversion.

Pour l'inversion des données nous avons utilisé uniquement les temps absolus. En particulier, toutes les données ont été d'abord alignées par rapport à l'instant d'origine  $t_0 = 13 : 30 : 18\text{ s}$ . Un exemple de données utilisées dans l'inversion cinématique et de son traitement est montré à la Figure 1.9. Les sismogrammes sont filtrés entre  $0.1$  et  $0.5\text{ Hz}$  avec un filtre de Butterworth passe-bande causal d'ordre 4. Nous utilisons des filtres causaux car nous voulons préserver l'information temporelle. On choisit un filtre Butterworth pour sa réponse plate dans la bande passante, ses bords relativement raides aux fréquences de coupure et sa faible influence sur les phases. En effet, plus l'ordre d'un filtre est grand, plus les bords du filtre sont droits (filtrage plus efficace) mais plus les phases vont être perturbées (avec par exemple l'apparition de précurseurs artificiels ou de décalages temporels). L'ordre 4 est apparu comme un bon compromis.

Les sismogrammes synthétiques et les données réelles sont doublement intégrées pour obtenir les déplacements. Cette opération est très utile : le signal est plus simple à modéliser et surtout on contraint mieux les grandes longueurs d'onde du processus de rupture. Néanmoins, dans le cas de signaux très simples (petits séismes), une étude en vitesse aurait permis de mieux contraindre la solution.

### Choix des stations

Les stations *OKYH07*, *SMNH01* et *SMNH02* sont des stations du réseau *KiK-net* constituées d'un capteur en surface et d'un autre capteur situé à une profondeur supérieure à  $100\text{ m}$ . Nous avons observé que, pour la gamme de fréquences utilisée, pour une même station, les sismogrammes observés en surface et en profondeur sont identiques (voir Figure 1.10, qui représente les sismogrammes observés pour les stations *KiK-net* en profondeur (préfixe a) et en surface (préfixe b)). Nous nous sommes donc limités pour l'inversion à 3 stations *KiK-net* localisées en surface, et à 5 stations *K-net*, regroupées dans le Tableau 1.2.

### 1.4.3 Détermination de la profondeur de l'hypocentre

Une autre particularité du tremblement de terre de Tottori est que la profondeur de son hypocentre n'est pas bien connue. Les profondeurs proposées varient entre  $7.8\text{ km}$  (Iwata et Sekiguchi (2002) [32]) et  $31.3\text{ km}$  (ERI) en passant par  $19.9\text{ km}$  (Harvard). Dans cette étude, nous avons cherché à relocaliser l'hypocentre du séisme à partir des données enregistrées. Pour cela, nous avons étudié les données brutes, sachant que le traitement de données réduit leur amplitude. J'ai identifié le temps d'arrivée de l'onde *P* pour chaque

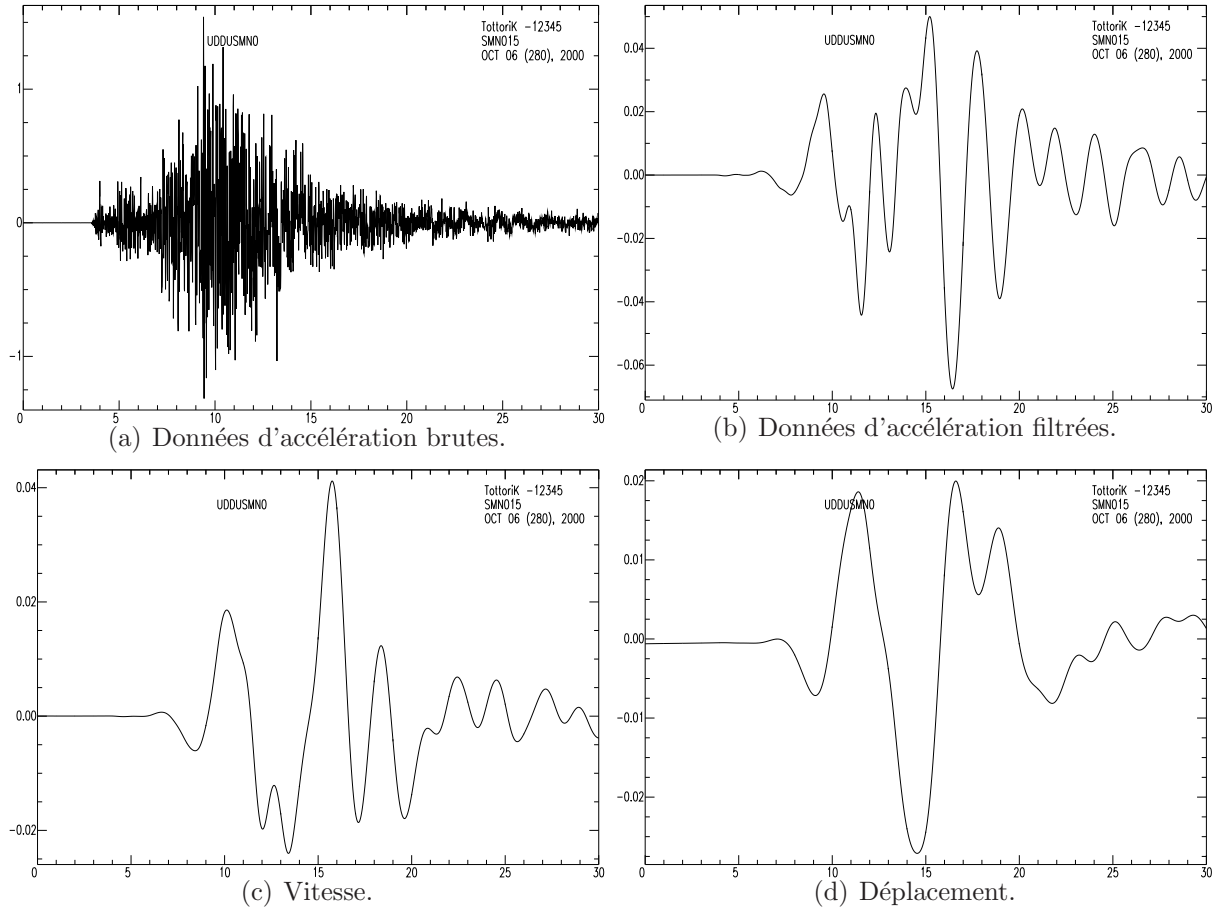


FIGURE 1.9 – Exemple de données temporelles (en secondes) pour la composante  $UD$  à la station  $SMN015$ . (a) Données d'accélération brutes en  $m/s^2$ . (b) Données filtrées par un filtre de Butterworth d'ordre 4 pour une bande de fréquences comprises entre 0.1 et 0.5  $Hz$ . (c) Première intégration des données filtrées pour obtenir la vitesse en  $m/s$ . (d) Seconde intégration pour obtenir le déplacement en  $m$ .

Depth (km)	$V_p$ (km/s)	$V_s$ (km/s)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$Q_p$	$Q_s$
0	5.50	3.179	2600	500	200
2	6.05	3.497	2700	500	200
16	6.60	3.815	2800	500	200
38	8.03	4.624	3100	500	200

TABLE 1.3 – Modèle unidimensionnel de vitesse et de densité.  $V_p$  et  $Q_p$  sont respectivement la vitesse des ondes  $P$  et le facteur de qualité.  $V_s$  et  $Q_s$  sont respectivement la vitesse des ondes  $S$  et le facteur de qualité.  $\rho$  est la densité du milieu.

station. Puis, en me basant sur le modèle de vitesses présenté dans le Tableau 1.3, j'ai pu évaluer la profondeur de l'hypocentre du séisme de Tottori à 14 km. Cette profondeur est en bon accord avec celles proposées par Semmane *et al.* (2005) (14.5 km) et Pulido *et al.*



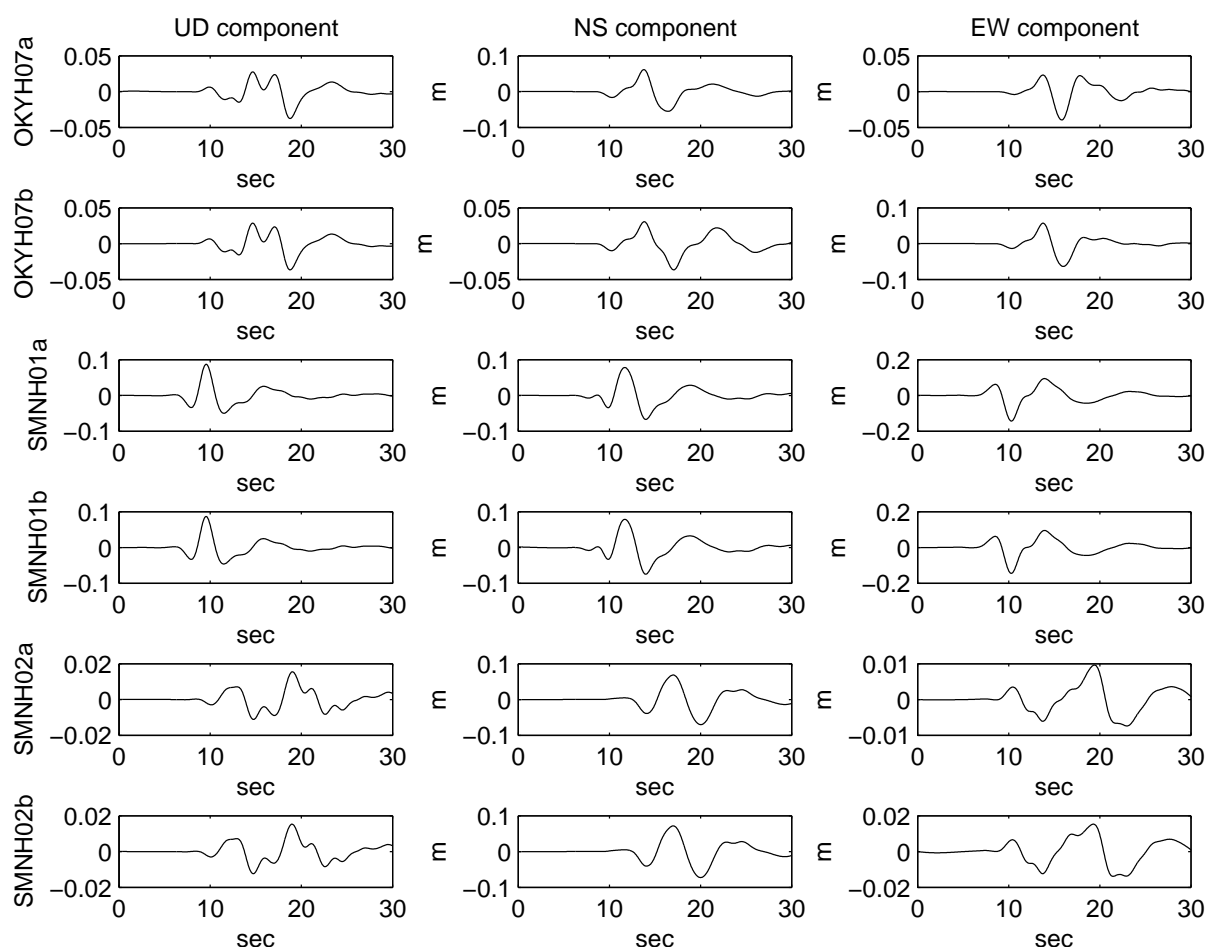


FIGURE 1.10 – Sismogrammes observés aux stations *KiK-net*. Le suffixe *a* se rapporte aux stations en profondeur, le suffixe *b* aux stations en surface. Les données ont été intégrées deux fois puis filtrées avec un filtre de Butterworth d'ordre 4 entre 0.1 et 0.5  $Hz$ .

(2004) (14  $km$ ). Notons que le modèle de croûte utilisé est le même que le modèle régional utilisé dans l'inversion cinématique de Semmane *et al.* (2005). Ce modèle a également servi à déterminer l'hypocentre du séisme de Tottori par le RCEP-DPRI (Research Center for Earthquake Prediction-Disaster Prevention Research Institute, Kyoto, University). Un coefficient d'atténuation a été ajouté pour les ondes *S* et *P*.

#### 1.4.4 Résultats de l'inversion cinématique

Dans notre étude, nous avons considéré un plan de faille de  $32 \times 32 \text{ km}$ , discrétisé en 400 sous-failles carrées, 20 sous-failles le long de la surface et 20 sous-failles selon la profondeur, toutes de même taille  $1.6 \times 1.6 \text{ km}$ . Nous avons approximé le séisme par un pur événement décrochant senestre sur un seul segment de faille plan, d'azimut (strike) de  $150^\circ$ , de pendage (dip) de  $90^\circ$  et possédant un angle de glissement (rake) de  $0^\circ$ . L'hypocentre est localisé à  $35.269^\circ N$  et  $133.357^\circ E$  (Iwata et Sekiguchi (2002) [32]) et à une profondeur de  $14 \text{ km}$ .

Je présente ici deux modèles différents. Le premier modèle (appelé A par la suite) correspond au meilleur modèle obtenu à l'aide de l'algorithme NA. Pour le second modèle (appelé B par la suite) les fenêtres accessibles pour les paramètres sont identiques à celles du modèle A, à l'exception de la fenêtre correspondant à l'amplitude de glissement de la première ellipse. Dans le modèle A, cette amplitude peut varier entre 1 et  $3 \text{ m}$ . Dans le modèle B, elle peut varier uniquement entre 1 et  $2 \text{ m}$ .

#### Convergence de l'algorithme

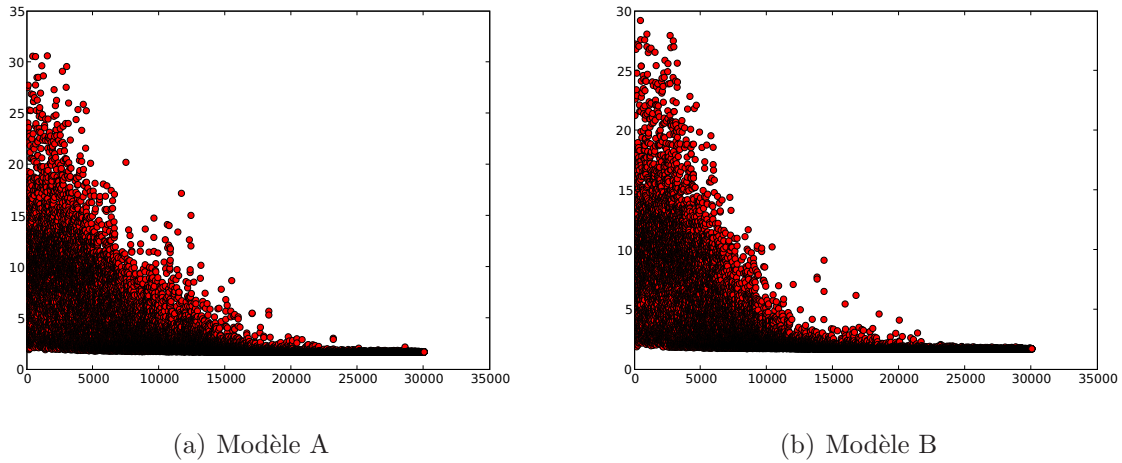
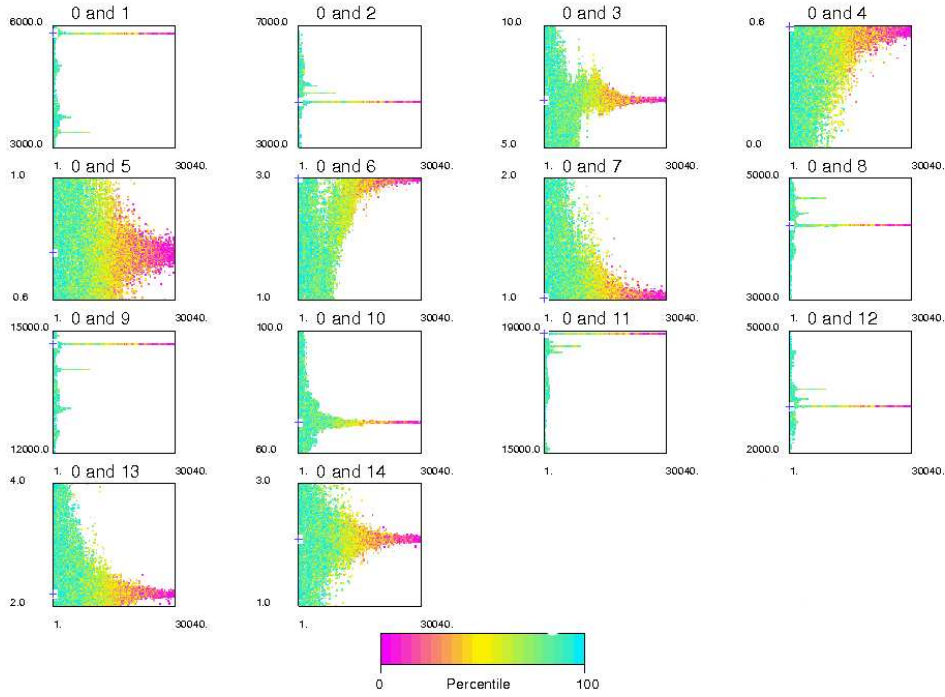


FIGURE 1.11 – Convergence de l'algorithme NA pour les deux modèles. Pour chaque modèle calculé (numéro en abscisses), on indique la valeur du misfit (norme  $L^2$  non normalisée) entre les données et les synthétiques.

Les deux modèles ont été obtenus par inversion avec l'NA après un total de 1000 itérations, pour un nombre total de 30040 modèles calculés. Le nombre de modèles pour la première itération est de 40 et le nombre de modèles calculés pour chaque itération suivante est  $n_s = 30$ . Le nombre de cellules de Voronoi dans lesquelles sont générés chaque fois les nouveaux modèles est  $n_r = 14$ . La figure 1.11 montre la très bonne convergence de l'algorithme pour les deux modèles.

Les Figures 1.12 et 1.13 montrent pour les modèles A et B respectivement, le détail de la convergence pour chacun des 14 paramètres qui ont été inversés. Les valeurs finales des



S-plot

FIGURE 1.12 – Convergence de l’NA pour chacun des 14 paramètres (un paramètre par cadre) pour le modèle A. Chaque point correspond à un modèle évalué, et sa couleur représente le pourcentage des autres modèles évalués qui ont une norme plus faible. Pour chaque figure, l’intervalle visible en ordonnées correspond à l’intervalle des valeurs accessibles pour les paramètres à inverser.

Patches elliptiques	$a$ (km)	$b$ (km)	$\alpha$ ( $^{\circ}$ )	$x$ (km)	$y$ (km)	$D_m$ (m)	$v_r$ (km/s)
Ellipse 1	4.5	5.8	6.9	15.1	10.2	3.0	1.0
Ellipse 2	15.7	4.2	70	18.9	3.1	2.2	2.1

TABLE 1.4 – Paramètres finaux des ellipses pour le modèle A.

Patches elliptiques	$a$ (km)	$b$ (km)	$\alpha$ ( $^{\circ}$ )	$x$ (km)	$y$ (km)	$D_m$ (m)	$v_r$ (km/s)
Ellipse 1	4.7	3.4	7.8	15.2	10.1	2.0	1.0
Ellipse 2	14.1	4.7	71.6	18.6	3.6	2.3	2.0

TABLE 1.5 – Paramètres finaux des ellipses pour le modèle B.

paramètres inversés par l’NA pour les deux modèles sont représentées dans les Tableaux 1.4 et 1.5.

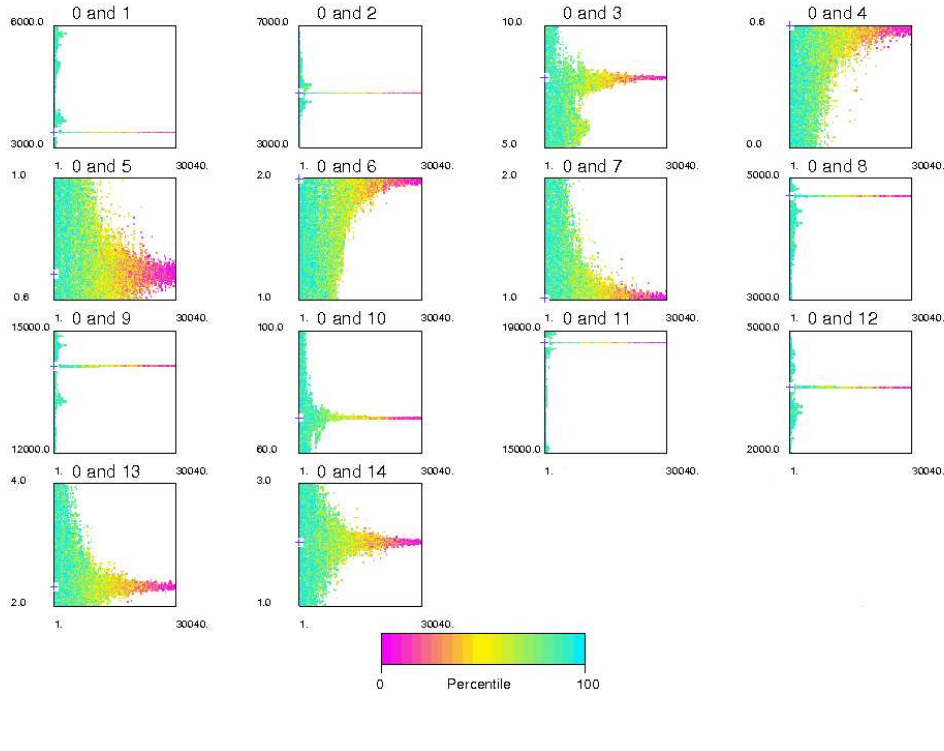


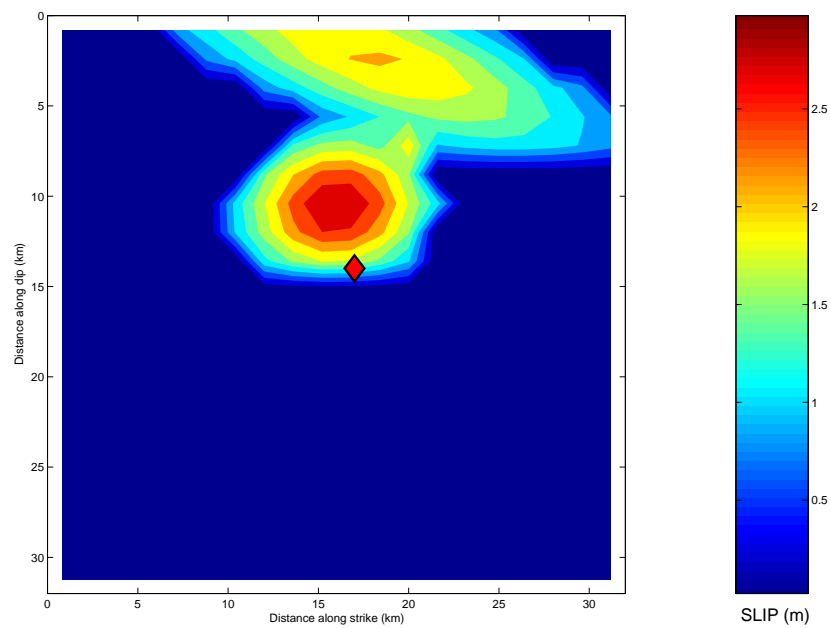
FIGURE 1.13 – Convergence de l'NA pour chacun des 14 paramètres (un paramètre par cadre) pour le modèle B. Chaque point correspond à un modèle évalué, et sa couleur représente le pourcentage des autres modèles évalués qui ont une norme plus faible. Pour chaque figure, l'intervalle visible en ordonnées correspond à l'intervalle des valeurs accessibles pour les paramètres à inverser.

## Distribution de glissement

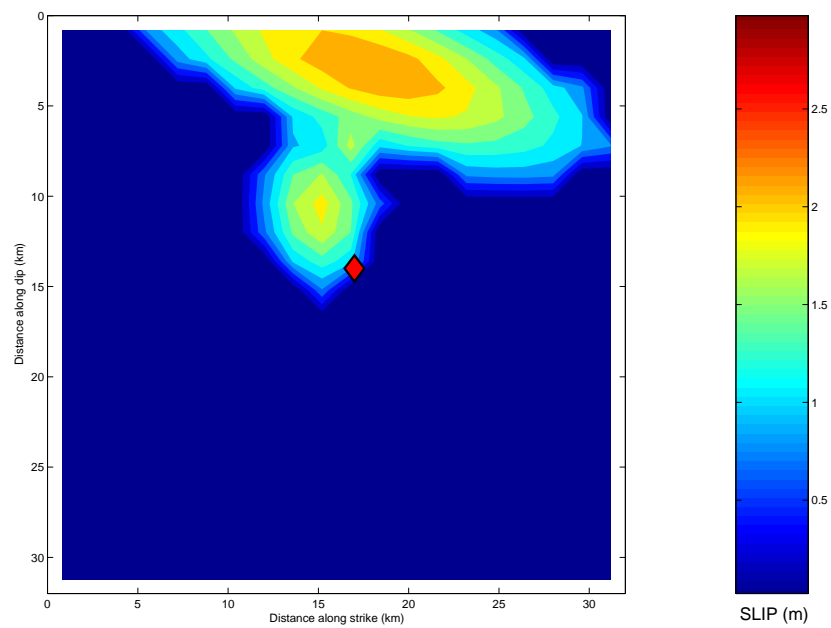
Les glissements obtenus avec les deux méthodes sont significativement différents, essentiellement en ce qui concerne la première ellipse. Pour le modèle A, le scénario de rupture (voir Figure 1.14(a)) est caractérisé par un premier patch ellipsoïdal avec une amplitude de glissement très forte de  $3\text{ m}$  et une vitesse de rupture de  $1.02\text{ km/s}$  près de l'hypocentre. Le deuxième patch est plus large, localisé loin de l'hypocentre, à  $3\text{ km}$  de profondeur, et présente un glissement plus faible, de  $2.2\text{ m}$  et une vitesse de rupture plus élevée, de  $2.1\text{ km/s}$ .

Pour le modèle B, le glissement final calculé par l'inversion (figure 1.14(b)) est caractérisé par une première petite ellipse avec une amplitude de glissement plus faible que pour le modèle A,  $D_m = 2.0\text{ m}$ , et une vitesse de rupture de  $1.0\text{ km/s}$  localisée près de l'hypocentre. La deuxième ellipse, similaire à celle du modèle A, présente une amplitude de glissement de  $2.32\text{ m}$  et une vitesse de rupture de  $2.0\text{ km/s}$ .

Pour chacune de ces distributions de glissement final, nous avons calculé la valeur totale



(a) Modèle A



(b) Modèle B

FIGURE 1.14 – Distribution finale de glissement sur la faille pour les deux modèles.

du moment sismique en sommant le moment sismique de chaque sous-faille. Le résultat donne pour le modèle A (Figure 1.14(a)) un moment sismique  $M_0 = 1,15 \cdot 10^{19} \text{ N.m}$ . A partir du glissement final du modèle B (1.14(b)) on obtient un moment sismique de  $M_0 = 1,0 \cdot 10^{19} \text{ N.m}$ . Si l'on applique la formule de Kanamori (1977) on retrouve à partir de  $M_0$  une magnitude  $M_w = 6.7$  pour les deux modèles, en accord avec la solution donnée par Harvard et US Geological Survey pour ce séisme. Nos valeurs de  $M_0$  sont aussi compatibles avec celles calculées par inversion cinématique par Semmane *et al.* (2005) ( $1,6 \cdot 10^{19} \text{ N.m}$ ), Yagi et Kikuchi (2000) ( $1,1 \cdot 10^{19} \text{ N.m}$ ), Holden *et al.* (2008) ( $8 \cdot 10^{18} \text{ N.m}$ ) et par inversion dynamique par Peyrat et Olsen (2004) ( $9,3 \cdot 10^{18} \text{ N.m}$ ). Les glissements finaux obtenus offrent des similitudes avec de précédentes études. Le modèle A peut être rapproché de l'inversion de Holden *et al.* (2008), avec un fort glissement localisé autour de l'hypocentre et un faible glissement près de la surface. Le modèle B s'apparente plutôt aux inversions de Iwata et Sekiguchi (2002), Yagi et Kikuchi (2000), Peyrat et Olsen (2004) et Semmane *et al.* (2005), avec un faible glissement autour de l'hypocentre et un fort glissement près de la surface.

### La rupture cinématique

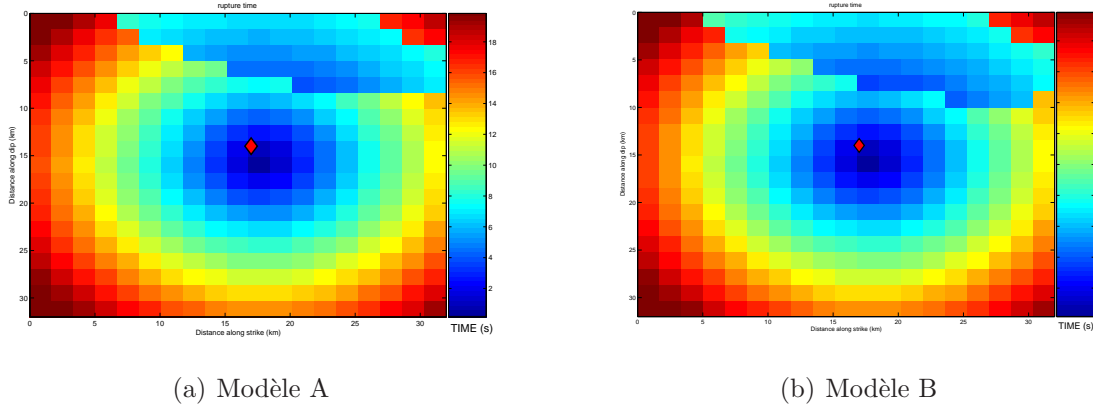


FIGURE 1.15 – Temps de rupture en secondes sur la faille de  $32 \times 32 \text{ km}$ , pour les deux modèles.

La Figure 1.15 représente le temps de rupture cinématique sur la faille, pour les deux modèles A et B. Dans les deux cas, on observe que la rupture commence près de l'hypocentre, mais avec un fort glissement pour le modèle A et un faible glissement pour le modèle B. Peu après l'initiation, la rupture se propage lentement vers le haut. Après environ 5 s, elle "saute" dans le deuxième patch elliptique. Elle continue à se propager vers la surface, avec une vitesse de rupture plus élevée dans la zone correspondant à un glissement d'environ 2 m. Finalement la rupture se termine dans la partie superficielle de la faille, après environ 10 s. Ces modèles génèrent un temps total de rupture similaire à celui obtenu par l'inversion cinématique de Holden *et al.* (2008).

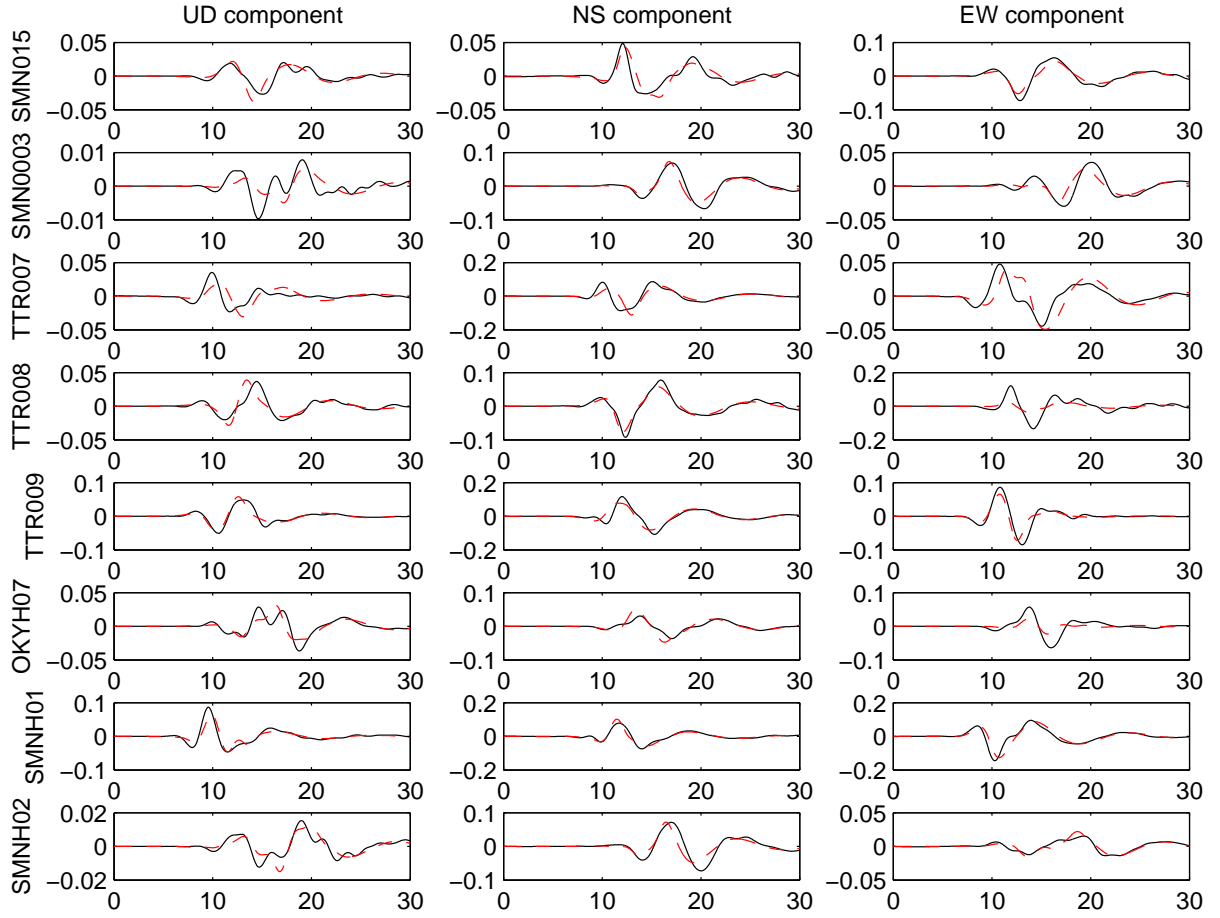


FIGURE 1.16 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés (en noir) et calculés (en rouge) à partir du modèle cinématique final A obtenu pour le séisme de Tottori. La fenêtre temporelle est de 30 s et l'échelle d'amplitude est en mètres.  $\chi^2 = 0.29$ .

### Modélisation des sismogrammes en déplacement

Les Figures 1.16 et A.2 montrent une comparaison entre les déplacements du sol observés et les synthétiques obtenus par inversion cinématique pour les deux distributions de glissement A et B. L'écart est calculé avec la norme  $L^2$  normalisée :  $\chi^2 = \Sigma(obs - synth)^2 / \Sigma(obs)^2 = 0.29$  pour le modèle A et  $\chi^2 = 0.30$  pour le modèle B.

Si l'on considère l'ensemble des composantes ( $EW$ ,  $NS$ ,  $UD$ ), on obtient pour les deux modèles un très bon accord avec les sismogrammes. Le meilleur ajustement est obtenu pour les stations localisées autour de la faille ( $SMN015$ ,  $SMNH01$ ,  $TTR008$  et  $TTR009$ ). Certains détails ne sont pas encore très bien contraints, en particulier la composante  $EW$  des stations  $OKYH07$  et  $TTR009$ . On observe que globalement les synthétiques calculés pour les deux modèles sont très similaires, même si les glissements finaux obtenus sont très différents, en particulier au niveau de la première ellipse. Les Figures 1.17 et 1.19 montrent la région où a eu lieu le séisme de Tottori et les stations utilisées dans l'inversion. Pour chaque station, on compare les observées et les synthétiques en déplacement, pour les

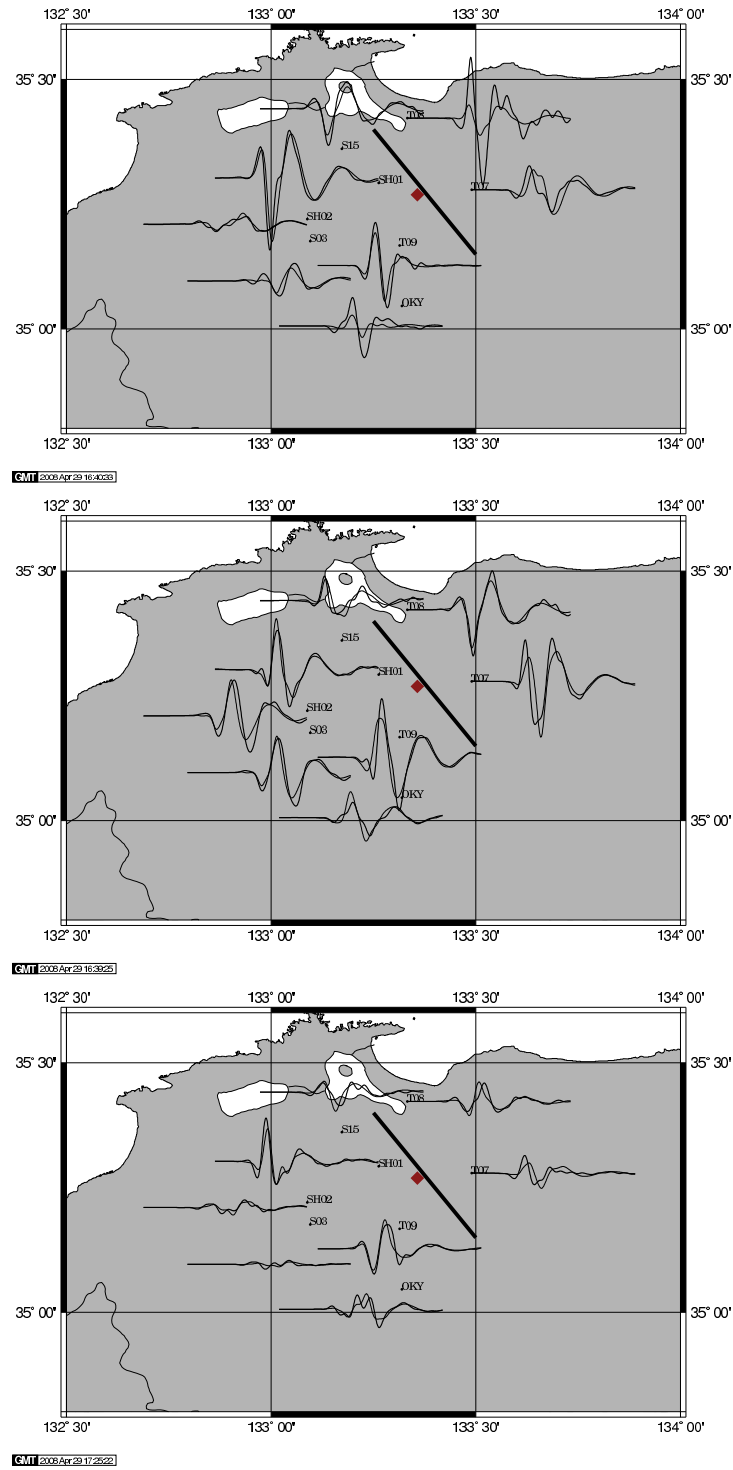


FIGURE 1.17 – Comparaison des sismogrammes en déplacement observés (traits épais) et calculés (traits fins) à partir du meilleur modèle cinématique final A obtenu pour le séisme de Tottori pour les composantes EW (haut), NS (centre), UD (bas).



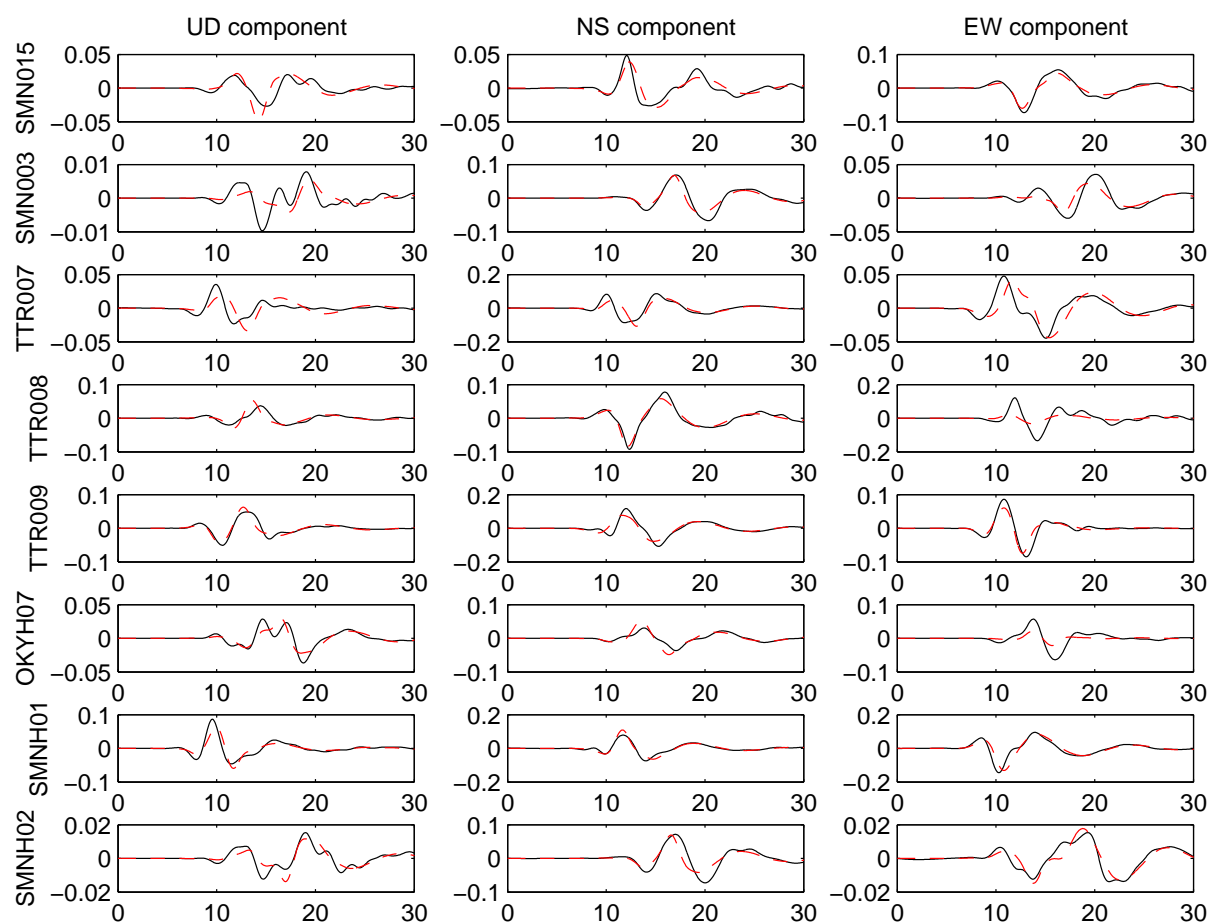


FIGURE 1.18 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés (en noir) et calculés (en rouge) à partir du modèle cinématique final B obtenu pour le séisme de Tottori de 2000. La fenêtre temporelle est de 30 s et l'échelle d'amplitude est en mètres.  $\chi^2=0.30$ .

trois composantes (*EW*, *NS*, *UD*) et pour les deux modèles A (Figure 1.17) et B (Figure 1.19).

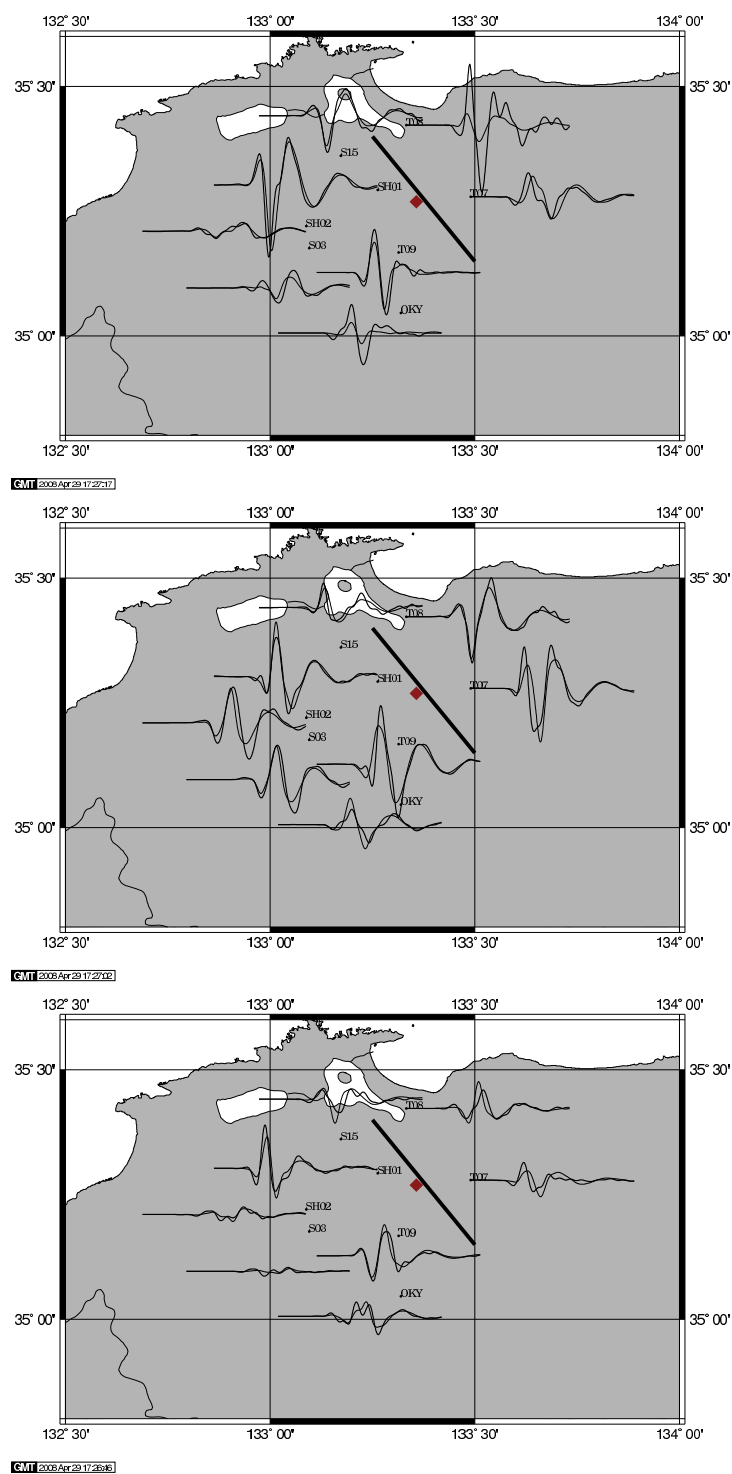


FIGURE 1.19 – Composante EW (haut), NS (centre) et UD (bas) des déplacements de mouvement fort observés (traits épais) et calculés (traits fins) à partir du meilleur modèle cinématique final B obtenu pour le séisme de Tottori

## Résultats de l'inversion cinématique pour un autre espace des paramètres

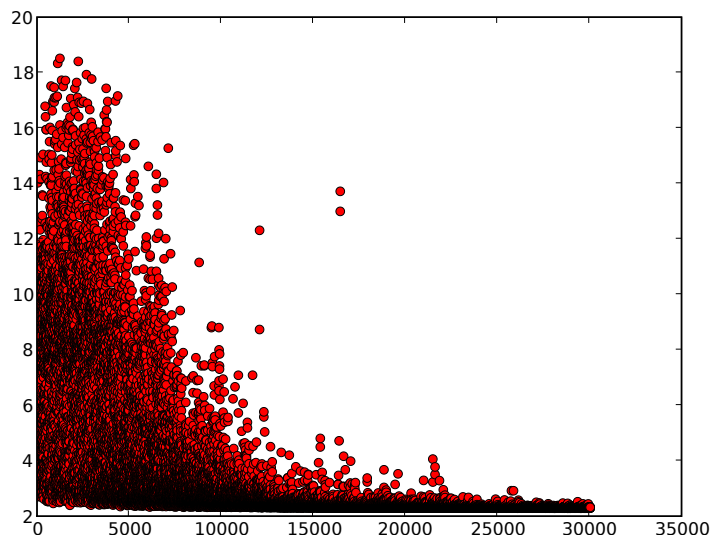


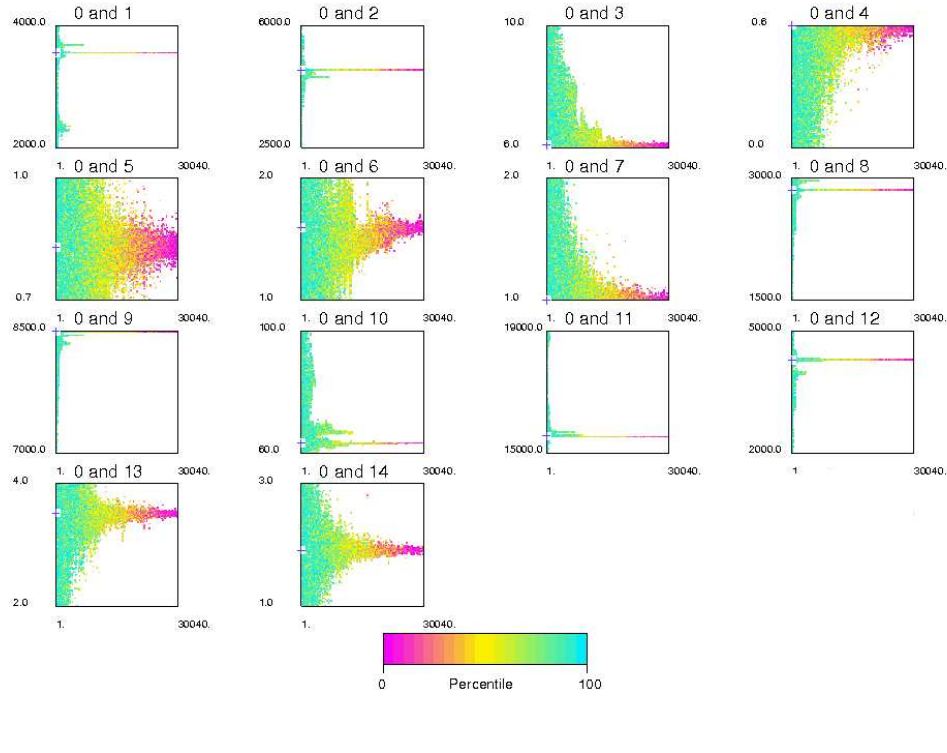
FIGURE 1.20 – Convergence de l'algorithme NA. Pour chaque modèle calculé, on montre la valeur du misfit (norme  $L^2$  non normalisée) entre les données et les synthétiques.

Je montre pour finir l'exemple d'un modèle (appelé C par la suite) obtenu par inversion avec l'NA en modifiant légèrement la taille des autres fenêtres accessibles des paramètres. Le nombre de modèles calculés par l'NA est le même que pour les modèles précédents. La Figure 1.20 montre la très bonne convergence de l'algorithme après un total de 30040 modèles. La Figure 1.21 représente la convergence pour chacun de 14 paramètres qui ont été inversés. Les valeurs finales des paramètres inversés par l'NA pour le modèle C sont représentées dans le Tableau 1.6.

Patches elliptiques	a (km)	b (km)	$\alpha$ (°)	x (km)	y (km)	$D_m$ (m)	$v_r$ (km/s)
Ellipse 1	4.7	3.5	6.0	17	10	1.6	1.0
Ellipse 2	8.5	2.8	63.2	15	3	3.5	1.9

TABLE 1.6 – Paramètres finaux des ellipses pour le modèle C.

Le glissement final obtenu pour ce modèle (Figure 1.22(a)) est caractérisé par une première petite ellipse avec une amplitude de glissement  $D_m = 1.6$  m plus faible que pour le modèle A et une vitesse de rupture de  $1.0$  km/s, localisée près de l'hypocentre. La deuxième ellipse, plus petite que pour les modèles A et B, présente une forte amplitude de glissement  $D_m = 3.50$  m et une vitesse de rupture de  $1.9$  km/s. A partir de ce glissement final on obtient un moment sismique plus faible que celui des modèles A et B,  $M_o = 7, 1.10^{18}$  N.m, correspondant à une magnitude  $M_w = 6.6$  en accord avec la solution donnée par Harvard et US Geological Survey pour ce séisme.



S-plot

FIGURE 1.21 – Exploration de l'espace des 14 paramètres (un paramètre par sous-figure) effectuée par l'NA pour le modèle C. Pour chaque sous-figure, l'intervalle visible en ordonnées correspond à l'intervalle des valeurs accessibles pour les paramètres à inverser.

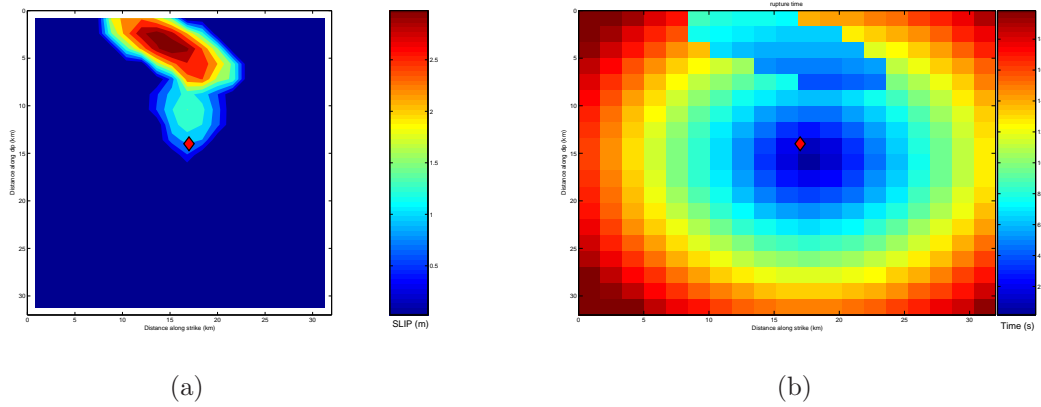


FIGURE 1.22 – (a) Distribution finale de glissement en  $m$  sur la faille (b) Temps de rupture en secondes sur la faille de  $32 \times 32 \text{ km}$  pour le modèle C.

Le temps de rupture (Figure 1.22(b)) est similaire à celui des modèles précédents. La rupture s'initie près de l'hypocentre, se dirige vers la deuxième ellipse après environ 5 – 6 s, et termine vers la surface après environ 9 s. Par rapport aux modèles A et B, nous observons un glissement plus fort, localisé sur une zone d'aire beaucoup plus faible.

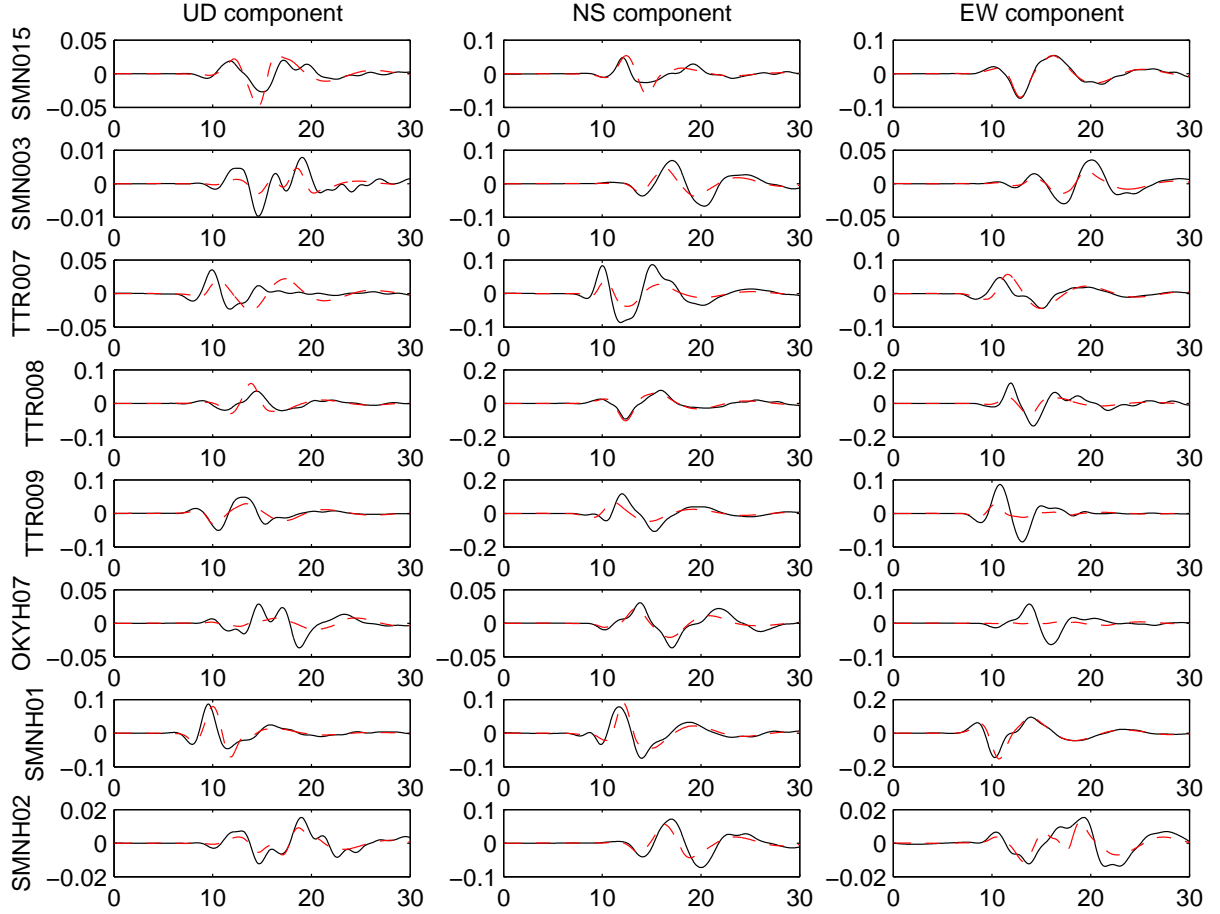
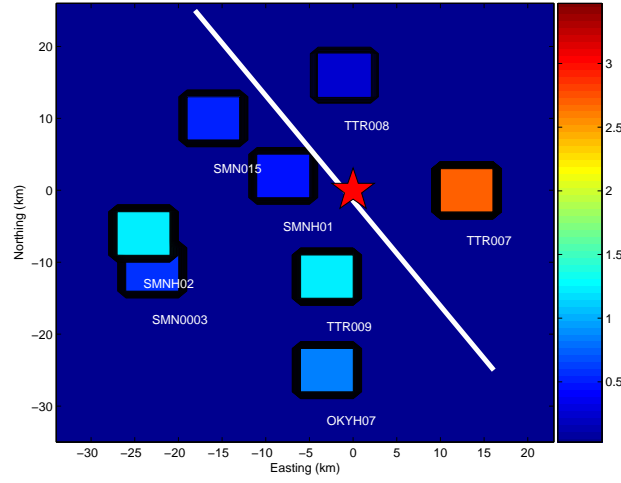
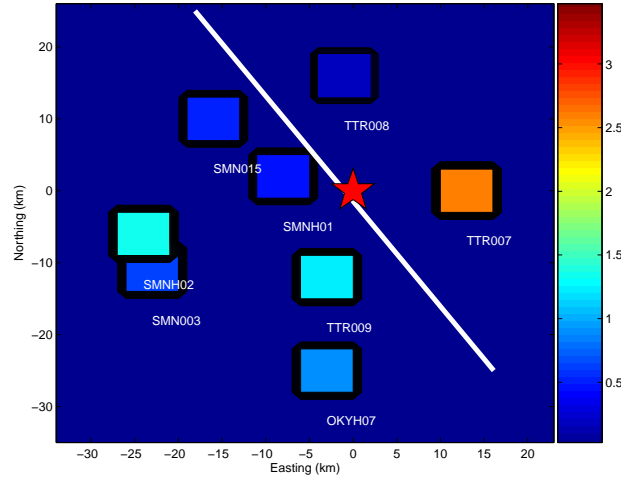


FIGURE 1.23 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés (en noir) et calculés (en rouge) à partir du modèle cinématique final B obtenu pour le séisme de Tottori de 2000. La fenêtre temporelle est de 30 s et l'échelle d'amplitude est en mètres.  $\chi^2=0.39$ .

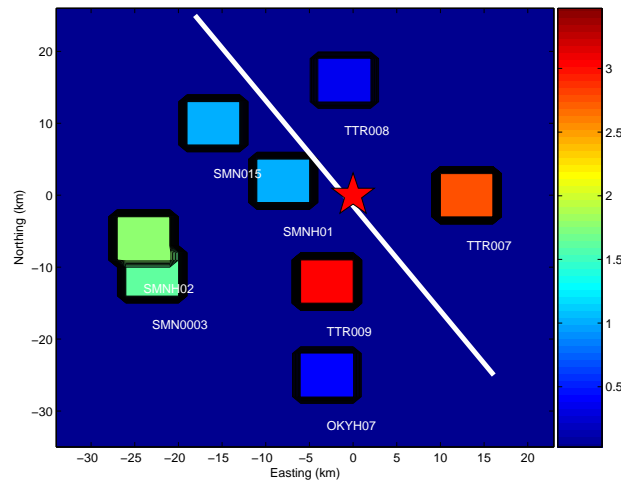
La Figure 1.23 montre pour le modèle C une comparaison entre les déplacements du sol observés et les synthétiques obtenus avec la méthode de propagation des fonctions de Green. Cette fois-ci l'accord est légèrement moins bon entre les données observées et les données synthétiques (erreur relative  $\chi^2 = \Sigma(obs - synth)^2 / \Sigma(obs)^2 = 0.39$ ).



(a) Modèle A



(b) Modèle B



(c) Modèle C

FIGURE 1.24 – Pour chaque station est représentée la norme  $L^2$  normalisée entre données observées et synthétiques pour (a) le modèle A (b) le modèle B et (c) le modèle C, pour la composante NS.

En particulier le fit est moins bon pour les stations *TTR009*, *SMNH02* et *SMN003* pour le modèle C (Figure 1.24(c)), ce qui peut être dû au fait que dans ce dernier modèle il manque toute une partie du glissement à proximité de la surface, celui-ci étant concentré dans une ellipse plus petite. En comparant les scénarios de rupture des trois modèles A, B et C, on peut conclure que c'est la deuxième ellipse qui exerce le rôle principal sur les sismogrammes. Il ressort également de cette étude que des glissements finaux assez différents génèrent des sismogrammes synthétiques très similaires, ce qui illustre la non-unicité des résultats d'inversion cinématique.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons implémenté une méthode rapide et efficace pour l'inversion cinématique des grands séismes, à l'aide d'une approximation elliptique du champ de glissement initial. Appliquée au séisme de Tottori, cette méthode permet d'obtenir rapidement des résultats très similaires à ceux obtenus par des travaux précédents. Les deux modèles A et B, bien que correspondant à des distributions de glissement significativement différentes, sont caractérisés par des valeurs de  $\chi^2$  presque identiques. En particulier, il ne semble pas possible d'affirmer de façon certaine que le glissement est faible au voisinage de l'hypocentre : le modèle A prédit un glissement assez élevé dans cette zone, alors que le modèle B prédit un glissement relativement faible. En modifiant légèrement différents ingrédients du modèle (forme de la distribution de glissement sur chaque ellipse ou taille des fenêtres accessibles de paramètres) nous avons pu illustrer la non-unicité des solutions d'inversions cinématiques. Il n'est donc pas possible d'en tirer des distributions de contraintes ou des paramètres de frottement sûrs. Nous proposons de valider ces modèles cinématiques par des modèles dynamiques, qui seront basés sur la même méthode d'approximation elliptique.

# Chapitre 2

## Modélisation de la rupture dynamique en 3D

### Introduction

Lors de l'inversion dynamique d'un séisme, l'étape fondamentale consiste à faire propager la rupture sur une faille soumise à un champ de contrainte initial donné. Je décris dans ce Chapitre le programme de différences finies que j'ai utilisé au cours de ma thèse. Il sera utilisé au Chapitre 3 pour réaliser l'inversion dynamique du séisme de Tottori. Je discute ici les paramètres physiques qui contrôlent la rupture sur l'exemple d'une faille modèle homogène, en particulier l'influence des paramètres de la loi de frottement choisie.

### 2.1 Modèle de faille élastique en cisaillement

#### 2.1.1 Equation de l'élastodynamique

La source d'un séisme est considérée comme la propagation d'une rupture spontanée le long d'un ou plusieurs segments de faille au sein d'un milieu élastique linéaire. A chaque instant  $t$ , l'état mécanique du milieu est défini par la donnée des champs de déplacement  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  et de contrainte  $\sigma(\mathbf{x}, t)$ . Le problème dynamique est donc celui de déterminer ces deux grandeurs, en cherchant les solutions numériques de l'équation de l'élastodynamique :

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{u} = \nabla \cdot \sigma \quad (2.1)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du milieu élastique.  $\sigma(\mathbf{x}, t)$  peut être exprimé en fonction du déplacement à partir de la loi de Hooke et de la définition du tenseur Eulerien de déformation :

$$\sigma = \lambda \nabla \cdot \mathbf{I} + \mu [(\nabla \mathbf{u}) + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (2.2)$$

où  $\lambda(\mathbf{x})$  et  $\mu(\mathbf{x})$  sont les constantes de Lamé, et  $\mathbf{I}$  la matrice identité.

Afin d'établir un système d'équations du premier ordre ayant comme variables le champ de vitesse  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$  et le tenseur de contrainte  $\sigma(\mathbf{x}, t)$ , il suffit tout d'abord de substituer les dérivées temporelles du déplacement, implicites dans l'équation de l'élastodynamique



(Equation 2.1), par la vitesse ; puis de dériver par rapport au temps l'Equation 2.2 et de répéter la substitution précédente. Nous obtenons ainsi le système d'équations vitesse-contrainte de l'élastodynamique linéaire utilisé par Madariaga (1976) [48], Virieux et Madariaga (1982) [49] ou Virieux (1986) [50] :

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} = \nabla \cdot \sigma + \mathbf{f} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma = \lambda \nabla \cdot \mathbf{I} + \mu [(\nabla \mathbf{v}) + (\nabla \mathbf{v})^T] + \dot{\mathbf{m}} \quad (2.4)$$

où  $\mathbf{f}$  et  $\dot{\mathbf{m}}$  sont respectivement les distributions de taux de force et de moment, qui seront négligées par la suite.

Le problème du deuxième ordre peut alors être réduit à un problème du premier ordre. Ce système d'équations a été résolu pour la première fois en différences finies par Madariaga en 1976 [48]. La méthode employée se base sur une grille en quinconce en temps et en espace. Cette approche a ouvert de nombreuses voies pour la modélisation dynamique de la rupture des séismes (Madariaga *et al.* (1998) [51].

### 2.1.2 Conditions aux limites aux frontières

La résolution du système d'équations 2.3 et 2.4 nécessite d'introduire des conditions aux limites, sur la surface de la faille et aux frontières. Concernant ces dernières, la surface terrestre est assimilée à une surface libre de contraintes sur le bord supérieur de la grille de différences finies. Sur les trois autres bords, nous avons utilisé des conditions absorbantes du type Clayton-Engquist (Clayton et Engquist (1977) [52]), afin d'éliminer les artefacts numériques.

### 2.1.3 Conditions aux limites sur la faille

#### Déplacements et traction

Les équations 2.3 et 2.4 sont résolues dans un milieu tridimensionnel. Supposons qu'une surface de faille, à l'intérieur du milieu élastique, soit soumise à un tremblement de terre. Ce séisme consiste en un brutal déplacement sur la faille associé à une chute des contraintes. Ces deux grandeurs sont reliées par des conditions aux limites particulières sur la faille, décrivant le déplacement différentiel des deux lèvres au cours de la rupture.

Lors du séisme, la relaxation des contraintes et le déplacement relatif entre les parties positive et négative de la faille à l'intérieur de la zone de rupture  $\Gamma(t)$  donnent lieu à une discontinuité des champs de déplacement et de vitesse. Cette discontinuité est uniquement fonction de la position  $\mathbf{x}$  au sein de la zone de rupture  $\Gamma(t)$  et de l'instant  $t$ .

On définit alors dans la zone de rupture le vecteur glissement  $\mathbf{D}(\mathbf{x}, t)$ , qui s'écrit :

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}^+(\mathbf{x}^+, t) - \mathbf{u}^-(\mathbf{x}^-, t) \quad (2.5)$$

où  $\mathbf{u}^+(\mathbf{x}^+, t)$  et  $\mathbf{u}^-(\mathbf{x}^-, t)$  sont les déplacements de chaque côté de la faille, pris en  $\mathbf{x}^+$  et  $\mathbf{x}^-$  les points situés immédiatement au dessus et en dessous de la faille respectivement.

## 2.1. Modèle de faille élastique en cisaillement

Dans la modélisation, la faille est considérée comme plane, verticale et perpendiculaire à l'axe  $y$ . Comme le glissement se produit uniquement dans le plan de faille  $xz$ , on exprime le vecteur glissement comme  $\mathbf{D} = (D_x, 0, D_z)$ . Ce glissement est associé à une variation de traction  $\mathbf{T} = \sigma \cdot \mathbf{e}_y = (\sigma_{xy}, \sigma_{yy}, \sigma_{zy})$  à travers la faille.

La compréhension de la physique des tremblements de terre passe par la connaissance de la loi constitutive de frottement. L'hypothèse principale en dynamique de la source sismique est que la traction et le glissement relatif d'une partie de la faille par rapport à l'autre sont liés par une loi de frottement sur la faille. Plus spécifiquement cette loi de frottement est fonction des paramètres locaux de la rupture, c'est à dire du glissement, de la vitesse de glissement et d'un certain nombre de variables d'état  $\theta_i$  qui décrivent entre autres le contact, la pression de fluide ou la température. L'expression générale pour une loi constitutive peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$\mathbf{T}(\mathbf{D}, \dot{\mathbf{D}}, \theta_i) = \mathbf{T}_{total} \quad (2.6)$$

La traction  $\mathbf{T}$  est une fonction du glissement  $\mathbf{D}$ , mais de nombreuses expériences montrent également une dépendance en la vitesse de glissement  $\dot{\mathbf{D}}$ . Pour plus de détails on peut se référer à Dieterich (1978) [53], Rice and Ruina (1983) [54] ou Ohnaka (1996) ([55]).

La traction totale  $\mathbf{T}$  sur la faille peut s'exprimer comme la somme d'une contrainte initiale  $\mathbf{T}^0$  et de la variation de contrainte  $\Delta\mathbf{T}$  associée au glissement sur la faille. La contrainte initiale  $\mathbf{T}^0$  est elle-même la somme des contraintes accumulées lentement à cause de la déformation de la lithosphère terrestre (chargement tectonique supposé connu) et aux contraintes résiduelles dûes aux précédents séismes (héritage sismique).

$$\mathbf{T}_{total} = \mathbf{T}^0(\mathbf{x}) + \Delta\mathbf{T}(\mathbf{x}, t) \quad (2.7)$$

La loi de frottement peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$\mathbf{T}(\mathbf{D}, \dot{\mathbf{D}}, \theta_i) = \mathbf{T}^0(\mathbf{x}) + \Delta\mathbf{T}(\mathbf{x}, t) \quad (2.8)$$

Archuleta et Day (1980) [56], Day (1982,a,b) [57, 58], et Spudich (1992) [59] ont utilisé une approche très simple dans laquelle la vitesse de glissement et la traction sont antiparallèles  $\mathbf{T}(\mathbf{D}, \dot{\mathbf{D}}, \theta_i) = -T(D, \dot{D}, \theta_i)\mathbf{e}_v$  où  $\mathbf{e}_v$  est le vecteur unitaire associé à la direction de la vitesse de glissement instantanée.

Avec cette hypothèse la condition aux limites de la formule 2.8 se réduit à la loi de frottement suivante :

$$-T(D, \dot{D}, \theta_i)\mathbf{e}_v = \mathbf{T}^0(\mathbf{x}) + \Delta\mathbf{T}(\mathbf{x}, t) \quad (2.9)$$

Dans beaucoup de modèles de rupture dynamique le vecteur traction est rendu scalaire en considérant que le glissement est parallèle à la direction de la contrainte initiale, supposée parallèle à l'axe des  $x$  ( $\mathbf{e}_v = \mathbf{e}_x$ ). Nous avons donc  $\mathbf{T}_0(\mathbf{x}) = (T_x^0(\mathbf{x}), 0, 0)$  et  $\mathbf{D}(\mathbf{x}, t) = (D_x(\mathbf{x}, t), 0, 0)$ . La variation de contrainte peut alors s'écrire comme :

$$\Delta T_x(\mathbf{x}, t) = T(D, \dot{D}, \theta_i) - T_x^0(\mathbf{x}) \quad (2.10)$$

Cette condition aux limites a été introduite pour la première fois par Madariaga (1976) [48] pour la résolution des modèles de source en 3D.

### Loi de frottement

La propagation de la rupture lors d'un séisme est entièrement contrôlée par les propriétés de frottement entre les deux côtés de la faille. Le frottement contrôle la phase d'initiation, de propagation et d'arrêt de la rupture. De nombreuses expériences ont été faites sur différents matériaux pour étudier le phénomène de la rupture fragile et le glissement sur une surface de discontinuité. Les interprétations se répartissent en deux familles de lois constitutives qui relient la traction totale au glissement.

- Les uns proposent une loi dite *rate and state friction* (introduites par Dieterich [53, 60] et Ruina (1983) [61], où le frottement est fonction à la fois de la vitesse de glissement et d'un petit nombre de variables d'état.
- Les autres proposent une loi d'adoucissement de la traction avec le glissement (*slip weakening law*), introduite en sismologie par Ida (1972) [62] et étudiée par des expériences de laboratoire [63, 55].

La loi de frottement utilisée dans cette étude (représentée graphiquement à la Figure 2.1) est une loi simple d'affaiblissement de glissement explicitée par l'Equation 3.4 et dérivée des résultats obtenus par Ohnaka *et al.* (1987) [64].

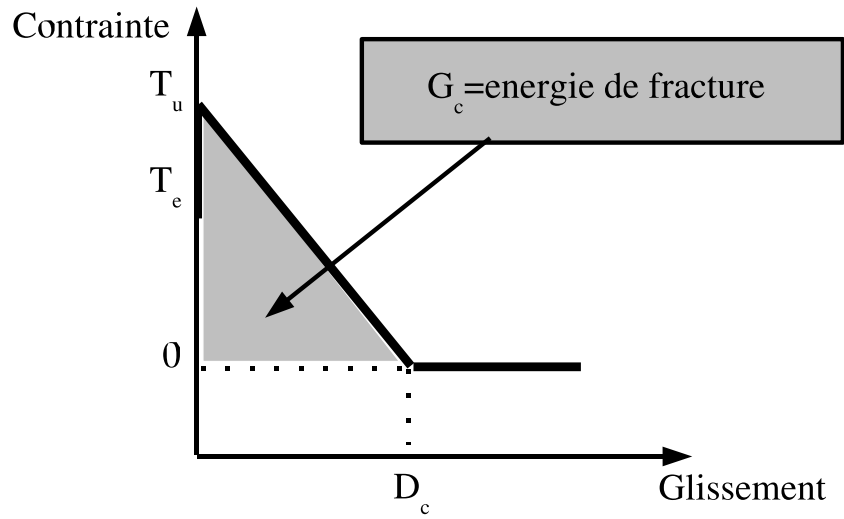


FIGURE 2.1 – Loi de frottement utilisée dans cette étude.  $D_c$  est la distance caractéristique de glissement,  $T_u$  est la contrainte seuil.  $G_c = \frac{1}{2} T_u D_c$  est l'énergie de fracture ou énergie nécessaire pour rompre.

$$\begin{aligned} T(D) &= T_u \left( 1 - \frac{D}{D_c} \right) && \text{pour } D < D_c \\ T(D) &= T_d && \text{pour } D > D_c \end{aligned} \quad (2.11)$$

où  $D_c$  est la distance caractéristique de l'affaiblissement de glissement.

Dans l'expérience d'Ohnaka *et al.* (1987) [64] les capteurs qui équipent la surface de frottement permettent de suivre l'évolution de la contrainte de cisaillement imposée sur la faille ainsi que le déplacement qui s'ensuit au cours du temps. On observe tout d'abord un glissement nul jusqu'à ce que la contrainte de cisaillement atteigne la valeur seuil  $T_u$  (frottement statique). A cet instant, le glissement débute à l'interface entre les blocs (la faille). Cet instant marque le début du processus d'initiation de la rupture, qui n'implique qu'une sous partie de la surface de la faille, définie comme la "zone de nucléation" ou "d'initiation" de la rupture. Cette phase d'initiation se caractérise par une chute de la contrainte de cisaillement de  $T_u$  jusqu'à une valeur résiduelle  $T_d$  (frottement dynamique) à mesure que le glissement augmente de 0 à une valeur critique dite  $D_c$ .  $D_c$  est la distance caractéristique de glissement, c'est à dire la valeur minimum du glissement qui permet à la rupture de se propager dynamiquement sur toute la faille.

La durée de la phase d'initiation dépend de la perturbation initiale, mais surtout de la loi de frottement. Elle est caractérisée par la grandeur  $\alpha$  qui représente la pente de la loi de frottement ([62]) :

$$\alpha = \frac{(T_u - T_d)\sigma_n}{G_c D_c} \quad (2.12)$$

En termes de glissement, lorsque  $D_c$  augmente, la pente à l'origine diminue et la faille est plus stable.

Dans tous les cas étudiés dans la suite, les valeurs des contraintes dynamiques seront prises égales à  $T_d = 0$ . Ainsi nous ne parlerons pas de contrainte absolue sur une faille mais uniquement de la différence de contraintes ou "chute de contrainte" sur une faille. Le champ dynamique élastique créé par une faille est en effet sensible uniquement aux changements de contrainte mais ne contient pas d'information sur l'état de contrainte absolue sur une faille.

Cette loi a été introduite par Ida (1972) [62] et plus tard appliquée numériquement à la propagation dynamique de la rupture par Andrews (1976) [65, 66] pour une faille 2D et par Day (1982) [57, 58] pour une faille 3D. Cette loi est très utilisée dans la modélisation numérique dynamique (Madariaga *et al.* (1998) [51], Guatteri et Spudich (2000) [67]), dans les expériences de laboratoire (Ohnaka et Kuwahara (1990) [63], Ohnaka (1996) [55]) ou encore pour étudier le déclenchement des aftershocks (Voisin *et al.* (2000 et 2004) [68, 22]).

Il est néanmoins important d'ajouter que d'autres types de lois d'affaiblissement de glissement existent. Par exemple, Ionescu et Campillo (1999) [69] ont étudié le cas d'une faille munie d'une loi d'adoucissement en glissement non-linéaire. En pratique la référence linéaire est modulée par une sinusoïde dont le rôle principal est de changer la pente de la loi de frottement à l'origine. Ils ont montré que plus la pente à l'origine est faible, plus le taux de croissance de l'instabilité devient faible et plus l'évolution de la vitesse sur la faille est lente. La durée de la phase d'initiation augmente à mesure que la pente à l'origine diminue. Ce type de loi a été aussi utilisé pour étudier le déclenchement des répliques (Voisin (2002) [70], Di Carli *et al.* (2008) [19] pour la plus grand réplique qui a suivi le séisme principal de Tottori).

En terme de bilan d'énergie, on peut dire que la propagation du front de rupture est contrôlée par le rapport entre l'énergie disponible,  $\Delta W$  et l'énergie nécessaire pour rompre,  $G_c$ , qui dépend de la loi de frottement. En particulier l'énergie de fracture  $G_c$  (energy release rate) au front de rupture pour la loi de frottement (2.1) est donnée par la

formule suivante (Ida (1972) [62]) :

$$G_c = \int_0^{D_c} T(D) dD = \frac{1}{2} T_u D_c \quad (2.13)$$

L'effet des paramètres de la loi de frottement sur la propagation de la rupture est donc qualitativement clair : une augmentation de la contrainte seuil  $T_u$  ou de la distance caractéristique de glissement  $D_c$  augmente l'énergie nécessaire pour rompre  $G_c$ , et augmente donc la résistance à la rupture. En revanche, puisque il n'y a rupture que lorsque la contrainte  $T$  atteint la valeur seuil  $T_u$ , une augmentation de la contrainte initiale devrait favoriser la propagation de la rupture, alors qu'une augmentation de  $T_u$  devrait l'inhiber.

Dans les paragraphes suivants j'exposerai plus en détail l'influence de ces paramètres sur la propagation de la rupture, pour un exemple de modélisation simple où les conditions initiales et les paramètres de la loi de frottement sont homogènes sur la faille. Ce genre d'étude a été faite dans des travaux précédents, notamment par Madariaga *et al.* (1998) [51].

## 2.2 Exemple de rupture modèle

### 2.2.1 Paramètre de contrôle de la rupture $K$

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, un séisme se produit quand l'état de contrainte sur une faille pré-existante atteint un état critique (seuil) par rapport à sa loi de frottement. Les paramètres qui contrôlent la propagation de la rupture sont les suivants :

- les vitesses de propagation des ondes sismiques,
- les constantes élastiques  $\lambda$  et  $\mu$ ,
- la contrainte initiale  $T_e$ ,
- la loi de frottement caractérisée par la contrainte de seuil, la contrainte résiduelle, et la distance caractéristique de glissement.

Parmi ces paramètres, la vitesse des ondes et les constantes élastiques ne se modifient pas pendant le séisme. On peut donc résumer que la propagation de la rupture est entièrement contrôlée par la contrainte initiale et la loi de frottement.

Ainsi Madariaga and Olsen (2000) [11], en réalisant une analyse dimensionnelle des équations de l'élastodynamique et des conditions aux limites, ont étudié le phénomène critique de la rupture en identifiant un paramètre  $K$  adimensionné qui la contrôle :

$$K = \frac{T_e^2 L}{\mu T_u D_c} \quad (2.14)$$

où  $L$  est une taille caractéristique de la distribution initiale des contraintes. Elle peut être approximée dans le cas d'une faille homogène à une demi-hauteur de faille.  $T_e$  est la contrainte de cisaillement,  $T_u$  est la contrainte seuil,  $D_c$  la distance caractéristique d'affaiblissement de glissement et  $\mu$  est le module de cisaillement du milieu élastique.

Qualitativement, le paramètre  $K$  représente le rapport de l'énergie disponible par unité de surface de faille  $W$  et de l'énergie de fracturation nécessaire pour la propagation de la rupture  $G_c$ .  $G_c$  étant de l'ordre de  $T_u D_c$  et  $W$  égal à  $T_e^2 L / \mu$ . A partir du critère de Griffith (1920) [26] on peut déduire que pour initier la rupture,  $K$  doit avoir une valeur minimale. Lorsque  $K$  est inférieur à une valeur critique  $K_c$ , la rupture ne se propage pas. Lorsque  $K$  est supérieur à  $K_c$ , la rupture peut se propager au-delà de l'aspérité initiale. Lorsque  $K$  est très supérieur à  $K_c$  le front de rupture se propage à une vitesse supérieure à celle des ondes  $S$ .  $K_c$  a été étudié par Andrews (1976)[66] and Day (1982) [58]. Madariaga and Olsen (2000) [11] ont calculé pour  $K_c$  une valeur de l'ordre de 0.5-1. Ainsi pour l'étude de l'influence des paramètres d'entrée du modèle dynamique (contrainte initiale et loi de frottement) sur la propagation de la rupture, je me suis intéressée à l'étude de ce paramètre adimensionnel  $K$ .

### 2.2.2 Propagation de la rupture sur une faille plane uniforme

#### Initiation de la rupture - Rôle de l'aspérité

Dans cette étude on s'intéresse à la propagation de la rupture sur une faille homogène dans un milieu homogène. La faille est supposée plane et horizontale (perpendiculaire à l'axe  $z$ ). Les conditions initiales (paramètres de la loi de frottement) sont choisies homogènes. L'initiation de la rupture se fait en la forçant artificiellement, c'est à dire en imposant, dans une aspérité circulaire de rayon  $R$  localisée au centre de la faille, une valeur de contrainte  $T_{asp}$  supérieure à la contrainte seuil  $T_u$ . Sur le reste de la faille, la contrainte  $T$  a pour valeur initiale  $T_e < T_u$ . Le paramètre  $R$  ainsi que la valeur de contrainte à l'intérieur de l'aspérité permettront de contrôler la propagation de la rupture. En effet, si l'aspérité est trop petite, la rupture ne démarre pas. Lorsque sa taille est suffisante, la rupture démarre et s'arrêtera ou pas, selon les valeurs respectives de  $T_{asp}$  et  $T_e$ . La Figure 2.2 montre les résultats issus d'une modélisation dans un cas où la rupture se propage au delà de l'aspérité initiale. Elle représente sur le plan de faille la vitesse de glissement et la contrainte en fonction du temps.

On observe sur la Figure 2.2 que la rupture va plus vite dans la direction horizontale, qui est la direction imposée du glissement. Ce phénomène a déjà été observé par Day (1982) [57, 58]. Au centre de l'aspérité, le front de rupture est passé et la zone a subi une relaxation de contrainte. Sur les bords de la zone de rupture il y a par contre une augmentation de contrainte. Ce phénomène est lié au fait que la rupture a lieu dans un volume fini : une relaxation de contrainte sur la faille doit s'accompagner d'une augmentation de contrainte sur les bords de la zone de rupture. J'ai réalisé différents tests pour voir l'influence des paramètres initiaux, le rayon  $R$  et la contrainte de l'aspérité  $T_{asp}$ , sur la rupture.

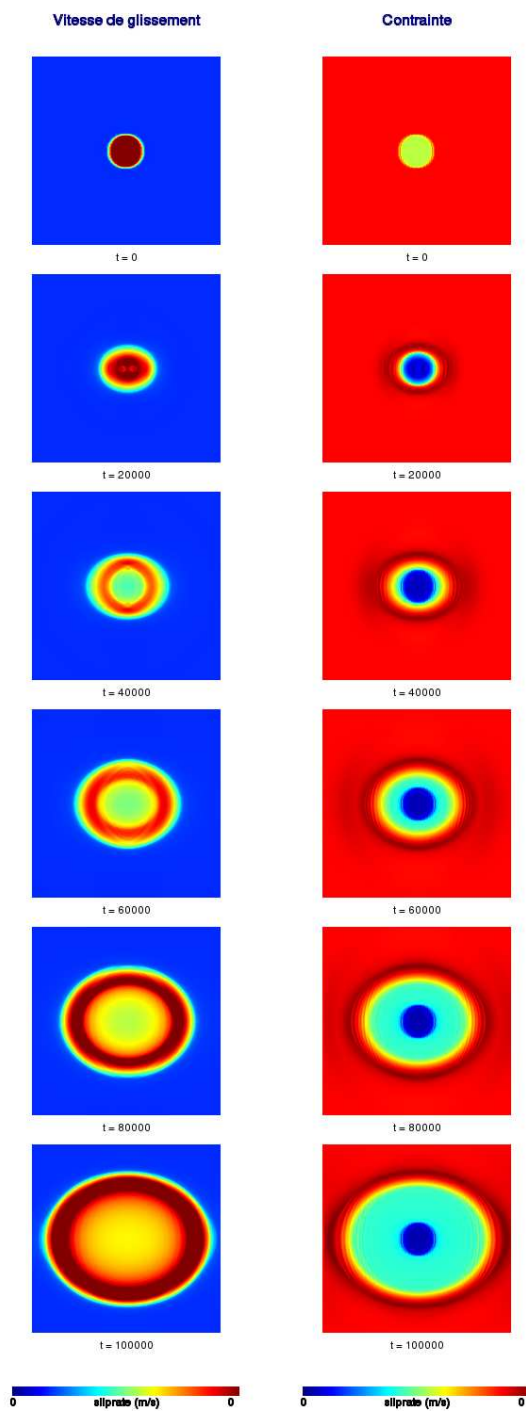


FIGURE 2.2 – Exemple de résultats issus d’une modélisation dynamique. Vitesse de glissement à gauche, contrainte à droite. La grille est de  $200 \times 200 \times 150$ ,  $dx = 1$ ,  $dt = 0.25$ ,  $T_u = 1$ ,  $T_e = 0.75$ ,  $R = 18$ ,  $D_c = 12$ ,  $T_{asp} = 1.40$ .  $K = 0.84$ .

## 2.2. Exemple de rupture modèle

La Figure 2.3 montre l'évolution temporelle de la vitesse de glissement sur la faille dans le cas où le rayon de l'asperité est variable. Nous pouvons observer que plus  $R$  est élevé plus la rupture démarre rapidement. Ce phénomène peut être expliqué en terme d'énergie. Une augmentation du rayon  $R$  correspond en effet à une augmentation de l'énergie disponible pour la rupture.

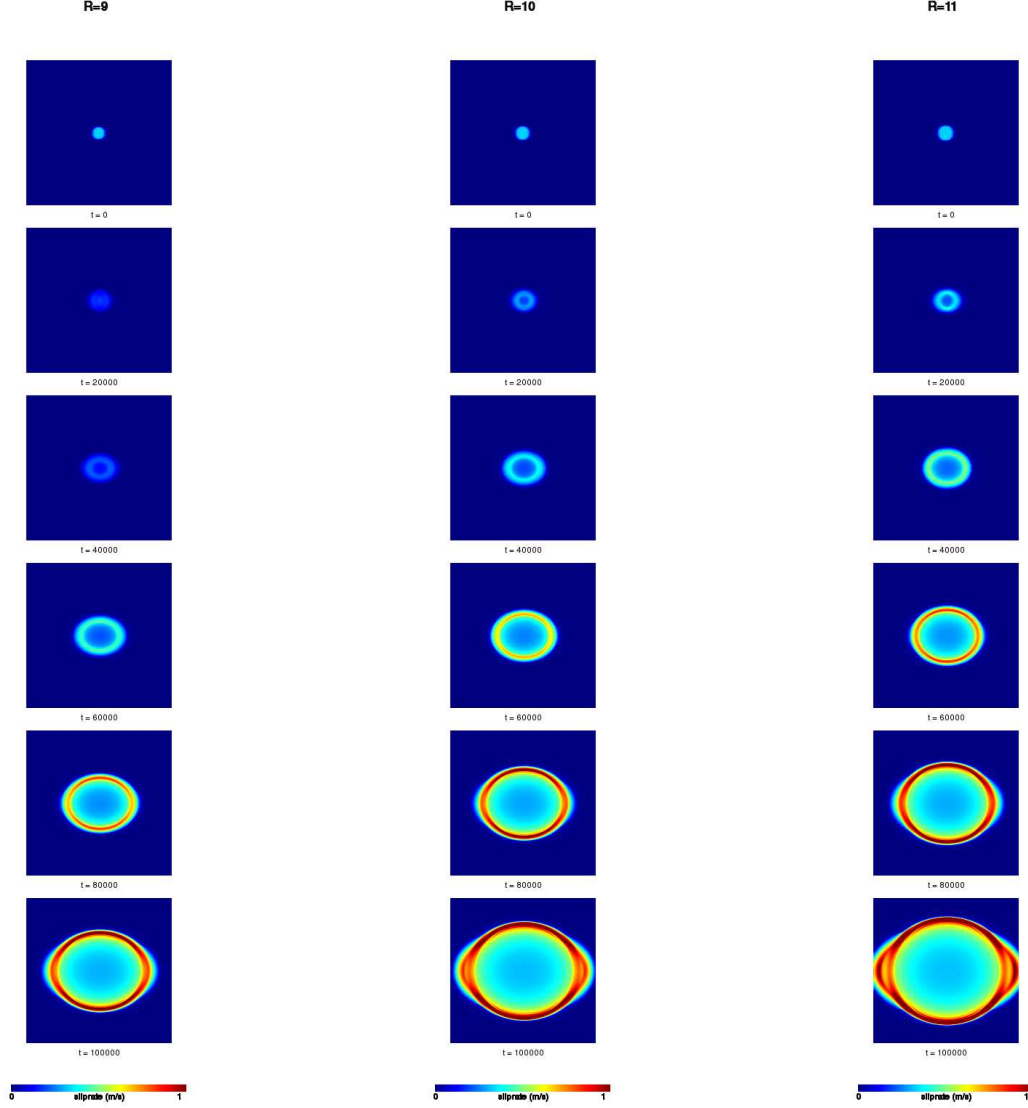


FIGURE 2.3 – Influence du paramètre  $R$  sur la dynamique de rupture. la grille est de  $200 \times 200 \times 150$ ,  $dx = 1$ ,  $dt = 0.2$ ,  $T_u = 1$ ,  $T_e = 0.75$ ,  $D_c = 12$ ,  $T_{asp} = 1.40$ .  $R = 9$  à gauche ( $K = 0.42$ ), 10 au centre ( $K = 0.46$ ) et 11 à droite ( $K = 0.51$ ).



Nous avons également testé l'influence de la contrainte de l'aspérité  $T_{asp}$  sur la propagation de la rupture. La Figure 2.4 montre l'évolution temporelle de la vitesse dans le cas où les contraintes  $T_u$  et  $T_e$  sont constantes et où l'on modifie seulement  $T_{asp}$ . On constate que l'augmentation de la contrainte de l'aspérité favorise la propagation de la rupture, en accord avec l'argument énergétique précédent.

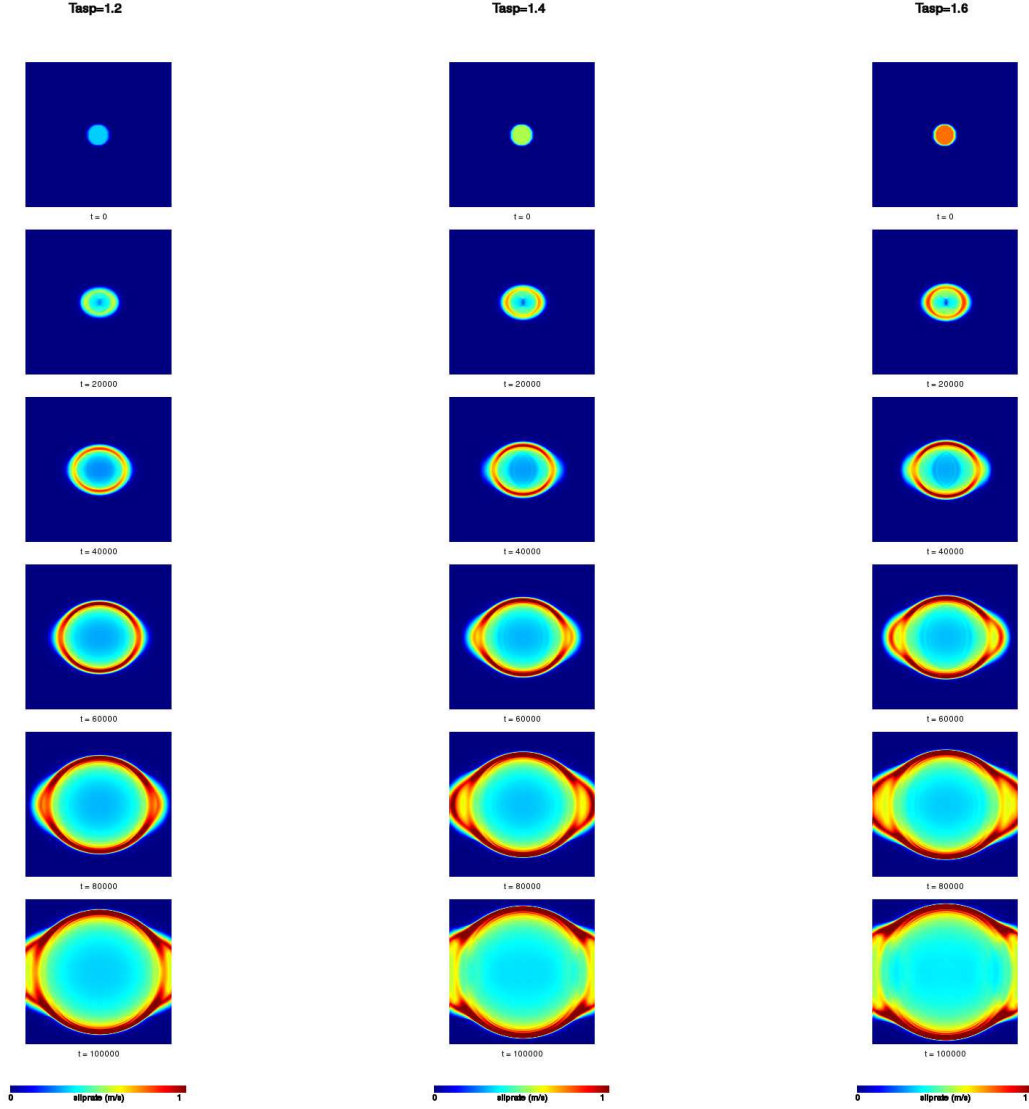


FIGURE 2.4 – Influence du paramètre  $T_{asp}$  sur la dynamique de rupture. La grille est de  $200 \times 200 \times 150$ ,  $dx = 1$ ,  $dt = 0.2$ ,  $T_u = 1$ ,  $T_e = 0.75$ ,  $D_c = 12$ ,  $R = 18$ .  $T_{asp} = 1.20$  à gauche,  $1.40$  au centre et  $1.60$  à droite.  $K = 0.84$ .

### Rôle de la distance caractéristique de glissement

Dans ce cas nous avons fixé le rayon et la contrainte de l'aspérité. La contrainte  $T_u$  et la contrainte  $T_e$  sont constantes sur la faille, seul le paramètre  $D_c$  est variable. La Figure

2.5 illustre l'influence de la distance caractéristique de glissement de la loi de frottement sur la propagation de la rupture.

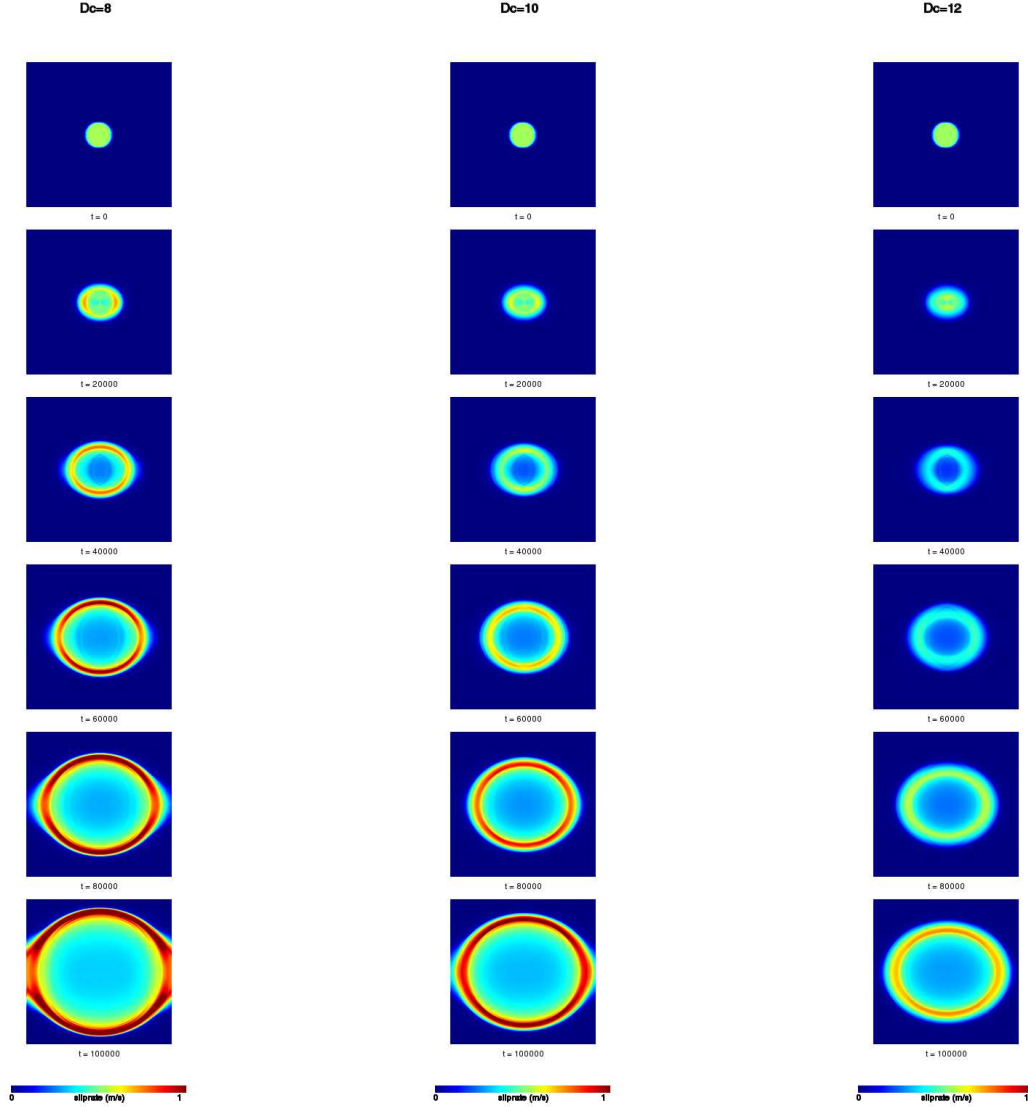


FIGURE 2.5 – Influence du paramètre  $D_c$  sur la dynamique de rupture. La grille est de  $200 \times 200 \times 150$ ,  $dx = 1$ ,  $dt = 0.2$ ,  $T_u = 1$ ,  $T_e = 0.75$ ,  $T_{asp} = 1.40$ ,  $R = 18$ .  $D_c = 8$  à gauche ( $K = 1.26$ ), 10 au centre ( $K = 1.01$ ) et 12 à droite ( $K = 0.84$ ).

Lorsque  $D_c$  diminue, la vitesse de glissement augmente. En particulier, dans le cas où  $D_c = 8$  la rupture commence dans l'asperité puis se propage dans la direction du glissement à une vitesse supérieure à celle des ondes  $S$ . Le front de rupture devient *super-shear* et développe une paire d'oreilles dans la direction du glissement. Lorsque  $D_c$  augmente, la vitesse de rupture et la vitesse de glissement diminuent, alors que la largeur du front de rupture augmente.

Nous pouvons conclure que plus  $D_c$  est grand, plus l'initiation de la rupture est difficile et plus la vitesse de rupture est lente car la rupture se propage plus difficilement. Des

valeurs faibles de  $D_c$  favorisent par contre la rupture.  $D_c$  représente en pratique une résistance à la rupture.

### Rôle de la contrainte initiale

La Figure 2.6 montre l'effet de la contrainte initiale  $T_e$  sur la propagation de la rupture. La vitesse de glissement est représentée pour 3 valeurs de  $T_e$  différentes ( $T_e = 0.65, 0.75$  et  $0.85$ ). Nous pouvons observer que lorsque la valeur de la contrainte initiale augmente, la vitesse de glissement et la vitesse de rupture augmentent. Une augmentation de la contrainte initiale  $T_e$  favorise donc la propagation de la rupture en réduisant la distance au seuil.

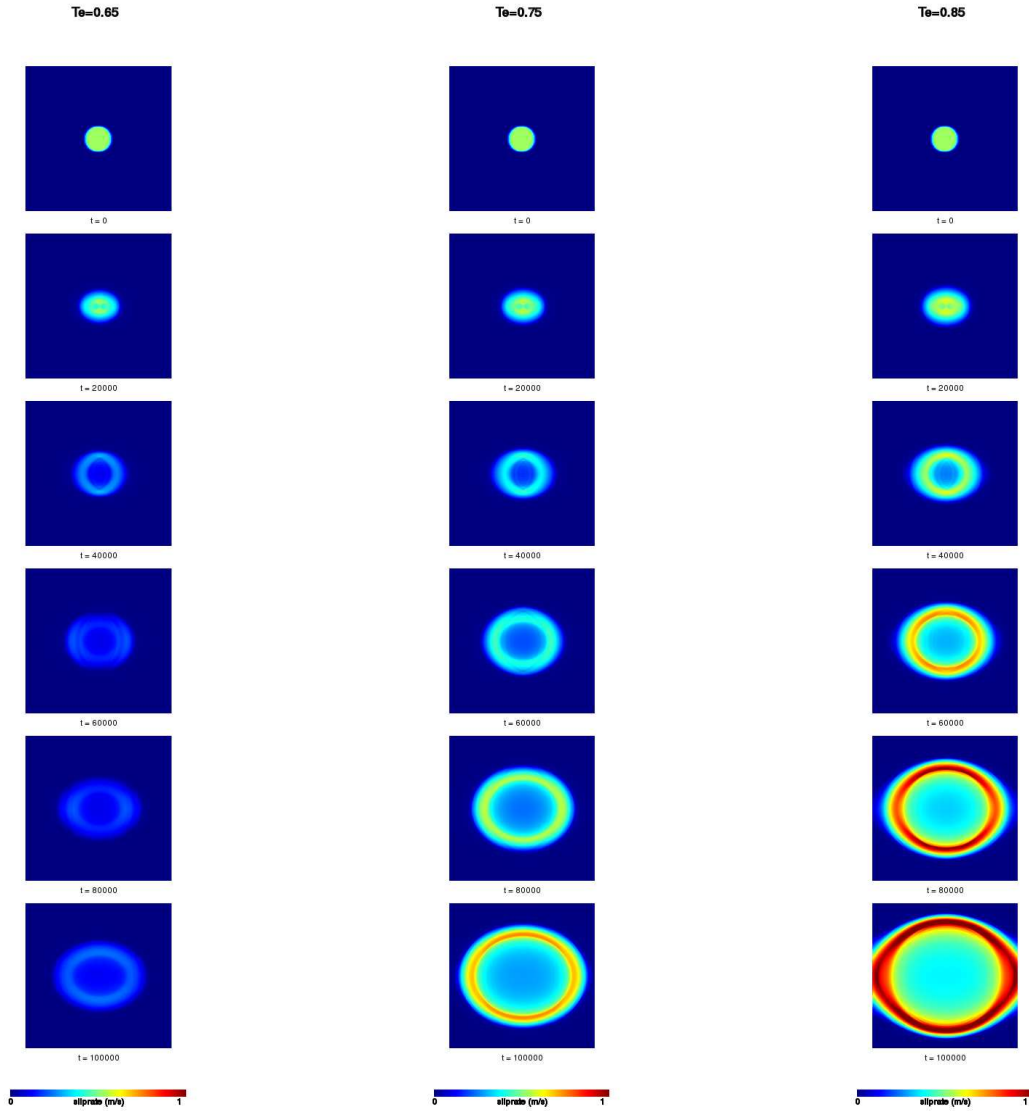


FIGURE 2.6 – Influence du paramètre  $T_e$  sur la dynamique de rupture. La grille est de  $200 \times 200 \times 150$ ,  $dx = 1$ ,  $dt = 0.2$ ,  $T_u = 1$ ,  $D_c = 12$ ,  $T_{asp} = 1.40$ .  $T_e = 0.65$  à gauche ( $K = 0.63$ ),  $0.75$  au centre ( $K = 0.84$ ) et  $0.85$  à droite ( $K = 1.08$ ).

### Rôle de la contrainte seuil

Ici seule la valeur de la contrainte seuil  $T_u$  varie, de façon à étudier son influence sur la propagation de la rupture. La Figure 2.7 montre un exemple de modélisation pour quatre valeurs différentes de  $T_u$  ( $T_u = 0.9, 1.0, 1.1$  et  $1.2$ ). On observe que plus la contrainte seuil est élevée, plus la rupture se propage difficilement. La contrainte seuil représente, avec  $D_c$ , une autre source de résistance à la rupture.

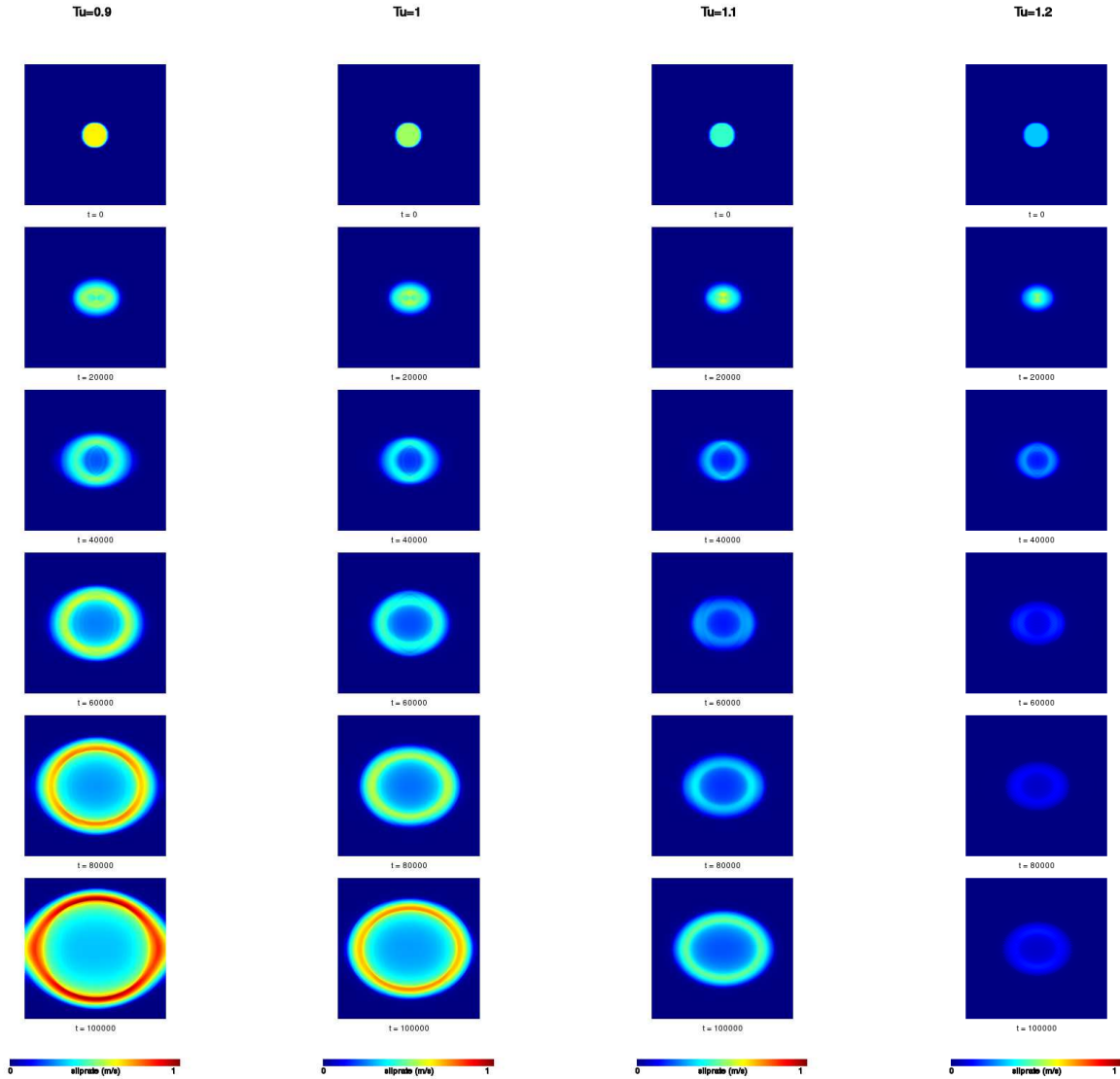


FIGURE 2.7 – Influence du paramètre  $T_u$  sur la dynamique de rupture. La grille est de  $200 \times 200 \times 150$ ,  $dx = 1$ ,  $dt = 0.2$ ,  $D_c = 12$ ,  $T_{asp} = 1.40$ ,  $T_e = 0.75$ .  $T_u = 0.9, 1.0, 1.1$  et  $1.2$  de gauche à droite.  $K = 0.93, 0.84, 0.76, 0.70$  de gauche à droite.

## 2.3 Méthode numérique

### 2.3.1 Différences finies

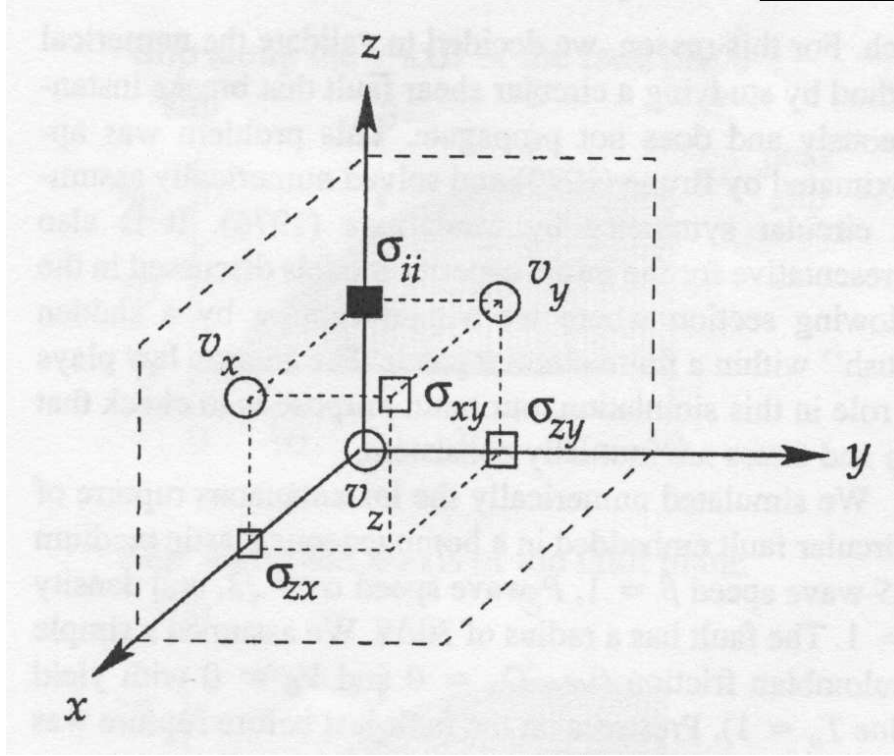


FIGURE 2.8 – Grille de différences finies 3D en quinconce utilisée lors de la modélisation dynamique.  $\sigma$  et  $v$  sont respectivement les composantes du tenseur des contraintes et de la vitesse des particules (d'après Madariaga *et al.* (1998) [51])

Nous avons défini le problème physique de la rupture dynamique sur une faille (équation de l'élastodynamique et loi de frottement). La question qui se pose à présent est la suivante : comment résoudre ce problème numériquement ? Il existe différentes méthodes numériques pour la modélisation de la source, dont :

- les équations intégrales aux frontières (BIEM pour Boundary Integral Equations Method) : Das et Aki (1977) [71], Das et Kostrov (1983) [72], Andrews (1985) [73], Fukuyama et Madariaga (1995) [74], Aochi (1999) [75].
- les différences finies (FD pour Finite Differences) : Madariaga (1976) [48], Andrews (1976) [66], Day (1982) [58], Virieux et Madariaga (1982) [49], Virieux (1986) [50], Olsen (1994) [76], Madariaga *et al.* (1998) [51], Madariaga et Olsen (2000) [11].
- les éléments finis (FE pour Finite Elements) : Archuleta et Frazier (1978) [77]

Une caractéristique de la méthode BIEM est que seule la faille est discrétisée, alors que dans la méthode FD tout le milieu est discrétisé. Dans notre étude, nous avons utilisé la méthode des différences finies. Cette méthode a été introduite par Madariaga (1976) [48]

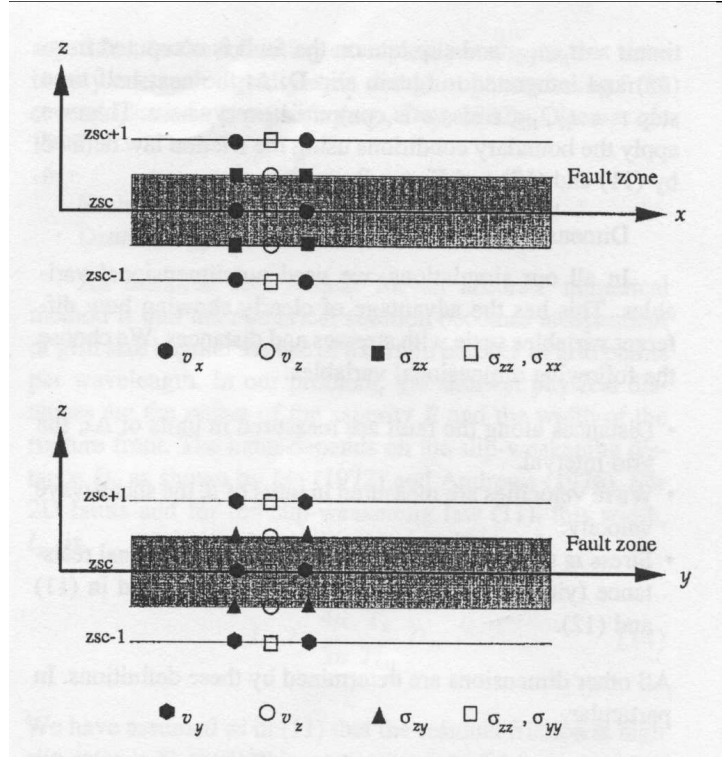


FIGURE 2.9 – Sections verticales à travers une zone de faille d'épaisseur un pas de la grille. Les conditions aux limites introduites sur la faille sont dites *épaisses* (Thick Boundary Conditions). Les composantes horizontales de la vitesse  $v_x$  et  $v_y$ , les contraintes normales  $\sigma_{ii}$  ainsi que la contrainte cisailante  $\sigma_{xy}$  sont calculées sur le plan de faille effectif. Les autres composantes sont calculées sur un plan fantôme décalé d'un demi-pas de grille (d'après Madariaga *et al.* (1998) [51])

et Andrews (1976) [66], développée par Day (1982) [58], Virieux and Madariaga (1982) [49] puis améliorée par Olsen (1994) [76] et Madariaga *et al.* (1998) [51]. Pour résoudre l'équation vitesse-contrainte par différences finies, une grille cubique est construite.

Les vitesses et les contraintes des particules sont calculées en utilisant des conditions aux limites dites *épaisses* sur la faille (*Thick Boundary Conditions*) qui préservent les symétries des contraintes et des vitesses à travers la faille. Au cours de cette thèse, le programme numérique a été modifié pour permettre d'introduire des conditions aux limites dite *fines* sur la faille (*Thin Boundary Conditions*). Ces conditions aux limites, comme les *épaisses*, préservent la symétrie à travers la faille et ne nécessitent pas d'amortissement artificiel. En outre des études récentes (Madariaga (2005) [78]) ont montré que ce type de conditions aux limites ont permis d'obtenir de meilleurs résultats pour le test modèle SCEC (Southern California Earthquake Center).

La grille cubique est décalée en espace, c'est-à-dire que les vitesses et les contraintes ne sont pas calculées aux mêmes noeuds de la grille. Certaines composantes sont calculées

directement sur le plan de faille ( $y_{sc}$ ) alors que d'autres sont calculées sur un autre plan imaginaire, décalé en espace d'un demi pas. La vitesse  $v_x$  dans la direction du glissement est calculée directement sur le plan de faille.

Cette méthode vient du fait que, pour la discrétisation associée aux différences finies pour une grille donnée, il est impossible de connaître précisément le glissement et les contraintes sur le même plan de faille. Virieux (1996) [50] a démontré qu'il n'est pas possible de connaître à la fois la vitesse et la contrainte au même noeud spatio-temporel. Pour résoudre les problèmes dynamiques, Madariaga (1976) [48] et Virieux et Madariaga (1982) [49] ont donc introduit cette méthode de grille décalée. La méthode vitesse-contrainte était originellement du deuxième ordre en temps et en espace. Levander (1988) [79] a par la suite introduit les dérivées spatiales au quatrième ordre. Olsen *et al.* (1995) [80] et Olsen et Archuleta (1996) [81] ont utilisé cette approximation au quatrième ordre du problème vitesse-contrainte en calculant avec efficacité la propagation d'une rupture cinématique dans un modèle tridimensionnel.

Le décalage en temps et en espace se fait de la façon suivante : à l'instant  $t_n = n\Delta t$ , les vitesses  $v$  sont calculées à partir des vitesses à l'instant  $t_{n-1}$  et des contraintes  $\sigma$  à l'instant  $t_{n-1/2}$ . A l'instant  $t_{n+1/2} = (n+1/2)\Delta t$ ,  $\sigma$  est calculé à partir des contraintes à l'instant  $t_{n-1/2}$  et des vitesses  $v$  calculées à l'instant  $t_n$ . A l'instant  $t = 0$  les déplacements et les vitesses sont nuls en tout point du milieu (condition initiale pour l'équation vitesse-contrainte). De plus, les contraintes sont nulles à l'infini et sur le plan de faille la contrainte est la contrainte de cisaillement.

### 2.3.2 Les paramètres numériques

#### Pas en temps et en espace

Un aspect important consiste à pouvoir modéliser la rupture sans dispersion numérique. En effet, il faut un nombre minimum de noeuds pour discrétiser la rupture. En outre, le maillage doit être suffisamment fin pour avoir une bonne résolution du front de rupture. La précision du modèle est donc liée au nombre de points choisi pour modéliser la faille. Le mieux serait de choisir le plus grand nombre possible de points de calculs mais le temps de calcul deviendrait trop élevé. De plus, il n'est pas nécessaire de considérer plus de points que ceux utiles pour atteindre la résolution spatiale souhaitée. En ce qui concerne la stabilité numérique du modèle, elle est contrôlée par le critère de Courant-Friedrich-Levy (CFL) :

$$H = v_p \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (2.15)$$

où  $v_p$  est la vitesse des ondes  $P$ . L'information numérique doit se propager à une vitesse  $\Delta x / \Delta t$  supérieure à la vitesse des ondes  $P$ . Il faut donc s'assurer que  $H$  soit inférieur à 1.



## 2.4 Paramètres de la rupture dynamique

Nous avons jusqu'à maintenant défini le problème physique de la rupture et montré comment on peut le résoudre par des méthodes numériques. Maintenant nous allons voir quels sont les paramètres importants lors d'une rupture. Un tremblement de terre se produit lorsque la contrainte qui agit sur une faille atteint un état critique par rapport aux lois constitutives sur la faille. La contrainte initiale et la loi de frottement représentent donc les paramètres initiaux du modèle dynamique. Une fois la phase d'initiation terminée, la rupture se propage sur la faille. Au cours de la propagation, c'est le glissement sur la faille qui contrôle les effets observés sur le terrain. Plus particulièrement, c'est la vitesse de glissement qui produit les signaux enregistrables aux stations et l'essentiel des dégâts liés au séisme. A ces phénomènes est associée une relaxation des contrainte au cours du temps. Les grandeurs de sortie du modèle dynamique seront donc le glissement, la vitesse de glissement et l'évolution de la contrainte sur la faille.

### Les modèles de rupture

La propagation de la rupture sur une faille dépend des conditions initiales de contrainte qui agissent sur elle et de ses propriétés physiques, en particulier la loi de frottement. Deux modèles idéalisés existent pour décrire le processus de rupture, le modèle de barrière (Das and Aki, 1977 [27]) et le modèle d'aspérité (Kanamori and Stewart, 1978 [28]).

#### Modèle de barrière

Dans le modèle de barrière on considère que le champ de contrainte sur la faille est uniforme et que seuls les paramètres de la loi de frottement peuvent varier. La nucléation commencera alors dans une zone où la résistance est plus faible et se propagera entre les barrières.

#### Modèle d'aspérité

Dans le modèle d'aspérité on considère que le champ de contrainte initial est hétérogène, dû à un précédent séisme par exemple. La chute de contrainte dans ce cas sera non-uniforme mais les paramètres de la loi de frottement sont supposés homogènes sur la faille.

Au Chapitre 3, ces deux modèles de rupture seront utilisés pour l'inversion dynamique du séisme de Tottori.

### 2.4.1 Paramètres initiaux

#### Contrainte initiale

On considère l'évolution de la contrainte en fonction du temps sur une faille. Au début la contrainte est égale à  $T_e$ , qui représente la somme des contraintes tectoniques qui agissent sur la faille avant qu'il n'y ait rupture. Au fur et à mesure que le front de rupture avance, il se produit une accumulation de contrainte sur les bords de la zone de



rupture. Lorsque cette contrainte excède une valeur seuil  $T_u$ , la rupture se produit. Cet instant marque le début du glissement sur la faille tandis que la contrainte commence à décroître jusqu'à une valeur résiduelle dynamique  $T_d$ .

Lorsque le glissement a cessé, la contrainte prend une valeur finale  $T_f$  qui dépendra de la loi de frottement utilisée. Dans notre étude, nous considérerons que  $T_d = T_f = 0$ . Ainsi nous ne parlerons pas d'état de contrainte absolu d'une faille mais uniquement de la différence de contraintes ou de "chute de contrainte" sur une faille. Je montrerai au Chapitre 3 comment nous avons modélisé la contrainte initiale par des patches ellipsoïdaux pour l'inversion dynamique du tremblement de terre de Tottori.

### Loi de frottement

#### Contrainte seuil $T_u$

La contrainte seuil est le premier paramètre de la loi de frottement utilisée dans cette étude, c'est-à-dire la loi d'affaiblissement de glissement.  $T_u$  exerce un rôle fondamental dans le début de la rupture, puisque il n'y a glissement le long de la faille que lorsque la contrainte atteint cette valeur seuil. Plus ce paramètre est élevé, plus la rupture est difficile et lente. Donc on peut conclure que  $T_u$  s'oppose à la rupture alors que la contrainte initiale  $T_e$  la favorise. Je montrerai plus loin le rôle important que joue ce paramètre dans la propagation de la rupture.

#### Distance caractéristique de glissement $D_c$

La distance caractéristique de glissement  $D_c$  est le second paramètre de la loi de frottement. Nous avons vu que le glissement est nul jusqu'au moment où la contrainte atteint la valeur seuil  $T_u$ . Puis le glissement augmente tandis que la contrainte diminue linéairement jusqu'à 0. A ce moment, le glissement a atteint la valeur  $D_c$ , distance caractéristique de glissement. Cette valeur représente la résistance à la rupture.

## 2.4.2 Paramètres finaux

### Glissement

Le glissement représente la différence de déplacement entre les deux bords de la faille. Il est calculé en tout point de la faille et à chaque instant. A l'instant initial, lorsque la contrainte a atteint la valeur seuil, le glissement commence à croître jusqu'à l'arrêt de la rupture. Le glissement final est utilisé pour pouvoir calculer le moment sismique  $M_0$  du séisme :

$$M_0 = \mu < D > S \quad (2.16)$$

où  $< D >$  représente le glissement moyen sur toute la faille et  $S$  la surface de celle-ci.

Kanamori (1977) [82] a établi une loi empirique qui met en relation le moment sismique  $M_0$  et la magnitude correspondante, appelée magnitude de moment  $M_w$ , qu'on écrit avec la formule suivante :

$$M_w = 0.67 \log(M_0) - 6 \quad (2.17)$$

Cette loi étend l'échelle de magnitude de Gutenberg et Richter, évoquée dans l'Introduction, pour les séismes les plus grands, pour lesquels les dimensions de la source sont supérieures à 100 *km*.

### Vitesse de glissement

La vitesse de glissement représente la dérivée par rapport au temps du déplacement. Elle dépend de la loi de frottement utilisée et donne une image temporelle de l'évolution de la rupture sur la faille. Elle est calculée en chaque point de la faille et à chaque pas en temps, donnant ainsi la fonction source temporelle (STF) qui sera utilisée pour la modélisation des ondes émises pendant la rupture. Ces ondes dépendent en effet de la dérivée temporelle du déplacement et de la zone de rupture :

$$\dot{M}(t) = \mu \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{S}(\mathbf{t}) \cdot \mathbf{D}(\mathbf{t})) \quad (2.18)$$

### Vitesse de rupture

La vitesse de rupture est un paramètre physique très important qui contrôle l'émission des radiations hautes fréquences lors de la rupture sismique (Madariaga (1977) [83]). Ce type de radiation pourrait être la cause principale des sérieux dégâts causés sur les constructions dont la fréquence de résonance est supérieure à 1 *Hz*. Dans les modèles dynamiques, c'est un paramètre qui n'est pas contraint *a priori*. Il l'est au contraire lors de l'inversion cinématique de la rupture sismique, en raison du couplage qui existe avec le temps de montée (Cotton (1995) [84], Vallée (2003) [85]).

En dynamique, on peut estimer la vitesse de rupture de façon intrinsèque à partir de son évolution temporelle. Une question qu'on peut alors se poser est la suivante : cette vitesse de rupture peut-elle atteindre une valeur supérieure à celle des ondes *S* ? Archuleta (1984) [86] a été le premier à montrer des vitesses supersoniques avec la modélisation du séisme d'Imperial Valley (1979). En inversant par une méthode d'essai-erreur des accélérogrammes enregistrés suite au séisme, il a montré que la rupture peut atteindre localement la vitesse des ondes de compression dans le manteau supérieur ( $v > 8 \text{ km/s}$ ). Une dizaine d'années plus tard, Wald et Heaton (1994) [18] ont suggéré un modèle de glissement pour le séisme de Landers (1992) où la vitesse de rupture ( $4 \text{ km/s}$ ) a une valeur plus importante que la vitesse la plus rapide des ondes *S* ( $3.52 \text{ km/s}$ ) considérée lors de l'inversion. Olsen *et al.* (1997) [16] ont montré suite à une modélisation dynamique 3D que la vitesse de rupture varie entre des vitesses subsoniques et des vitesses supersoniques. De telles vitesses ont ensuite été observées par Bouchon *et al.* (2001) [87] pour les séismes d'Izmit et Duzce (Turquie, 1999). Rosakis *et al.* (1999) [88] ont observé pour la première fois des vitesses supersoniques expérimentalement. Récemment Xia *et al.* (2004) [89] ont montré dans un travail expérimental qu'une fois les conditions d'équilibre atteintes, la fissure en cisaillement ou "shear crack" peut se propager à une vitesse proche de  $\sqrt{2}$  fois la vitesse des ondes de cisaillement.

### Conclusion

Dans ce Chapitre, nous avons présenté la formulation mathématique du problème de propagation dynamique de la rupture sur une faille modèle. L'équation de l'élastodynamique est résolue numériquement par la méthode des différences finies, en présence de conditions limites adaptées à la description d'un séisme. En particulier, la faille est munie d'une loi de frottement, du type affaiblissement de glissement à deux paramètres.

La rupture est déclenchée artificiellement au sein d'une aspérité circulaire. La propagation est elle contrôlée par un paramètre adimensionnel  $K$  dépendant directement de la loi de frottement et du niveau de contrainte initiale sur la faille. J'ai pu mettre en évidence l'influence de chacun des paramètres du système sur la dynamique de rupture. La connaissance du système acquise sur ces ruptures modèles sera utilisée pour mener l'inversion dynamique du séisme de Tottori au Chapitre suivant.

# Chapitre 3

## Inversion dynamique du séisme de Tottori

### Introduction

Au Chapitre 2, nous avons présenté la méthode numérique de propagation de la rupture dynamique et les paramètres qui la contrôlent. Nous avons vu, sur l'exemple d'une faille homogène, comment le processus de rupture dépend des conditions initiales de contrainte sur la faille et de ses propriétés physiques, en particulier sa loi de frottement. Le changement de l'un quelconque de ces paramètres peut alors influencer la distribution de glissement, de vitesse de glissement, de vitesse de rupture et donc l'état de contrainte final de la faille. En jouant sur ces paramètres, il est possible d'induire différents processus de rupture, de façon contrôlée.

La forme des ondes radiées au cours de la rupture dépend essentiellement des hétérogénéités du modèle considéré. Ces hétérogénéités sont associées soit à l'état de contrainte initial, soit aux variations spatiales des propriétés mécaniques de la faille. Une question qu'il est possible de se poser est alors la suivante : lequel de ces deux types d'hétérogénéité domine le processus de rupture ? En d'autres termes, quel modèle limite de source est plus adapté à notre séisme : le modèle d'aspérité de Kanamori and Stewart (1978) [28] dans lequel seul le champ de contrainte initial est hétérogène, ou le modèle de barrière de Das and Aki (1977) [27] dans lequel ce sont les paramètres de la loi de frottement qui varient spatialement ? Aucune réponse claire n'a encore été apportée à cette question. Par exemple, Peyrat *et al.* (2001), pour le séisme de Landers (1992), ont montré qu'il était possible de reproduire les données sismiques aussi bien par le modèle d'aspérité que par le modèle de barrière. Lors d'une inversion dynamique, il y a donc intérêt à tester systématiquement ces deux modèles.

Nous allons à présent inverser le processus de rupture dynamique du séisme de Tottori par approximation elliptique, pour chacun des deux modèles idéaux de source. Nous commençons par une inversion par essai-erreur, avant d'implémenter une méthode automatique au Chapitre 4. Le séisme de Tottori ayant été précédemment inversé (Peyrat *et al.* (2004) [90]), l'objectif est ici principalement de valider et de montrer les avantages de l'approximation elliptique, avec un faible nombre de patches. Selon le modèle considéré (aspérité ou barrière), l'approximation portera sur le champ de contrainte initiale ou sur

la contrainte seuil respectivement.

Trouver *a priori* un ensemble de paramètres qui permette à la rupture de se propager est un exercice très difficile. Pour cette raison, le premier *essai* de notre inversion par essai-erreur est inspiré des résultats de l'inversion cinématique du Chapitre 1. En pratique, pour le modèle d'aspérité, le champ de glissement à partir duquel le champ de contrainte initiale est calculé a été pris similaire au champ de glissement résultat de l'inversion cinématique. Nous commençons par décrire la méthode d'inversion par approximation de la source en patchs elliptiques, puis nous présentons les résultats obtenus pour chacun des deux modèles idéaux.

### 3.1 La méthode

#### 3.1.1 L'inversion dynamique par essai-erreur

La méthode d'inversion par essai-erreur consiste à explorer tous les paramètres du problème, non pas de manière aléatoire mais à la main, en se basant sur une bonne connaissance du problème. Elle est menée en 3 étapes :

1. On commence par calculer la distribution de contrainte initiale à partir d'une distribution de glissement modélisée par un faible nombre de patchs elliptiques.
2. A partir de cette distribution de contrainte et de la loi de frottement on calcule ensuite, pour le modèle de vitesse utilisé au Chapitre 1, la propagation de la rupture dynamique avec le programme en différences finies expliqué dans le Chapitre 2.
3. Enfin la simulation dynamique nous donne d'une part le glissement final à partir duquel on calcule la valeur du moment sismique  $M_0$  et d'autre part la vitesse de glissement en chaque point de la faille pour chaque pas de temps. A partir de cette vitesse de glissement on calcule les sismogrammes synthétiques qui seront comparés aux sismogrammes réels des stations en champ proche du séisme de Tottori. L'erreur, à minimiser, entre les données observées et synthétiques est calculée par la norme  $L^2$  :

$$\chi^2 = \Sigma(obs - synth)^2 / \Sigma(obs)^2 \quad (3.1)$$

Le but de l'inversion est de trouver un modèle dynamique qui permette de bien reproduire les sismogrammes observés tout en étant physiquement réaliste : il doit permettre en particulier de retrouver les lois d'échelle de Kanamori (Kanamori (1977) [82]) reliant le moment sismique et la magnitude pour les grands séismes. Tant que l'accord entre les données et les synthétiques n'est pas assez bon, on modifie la contrainte initiale et la loi de frottement pour chercher à faire propager la rupture et trouver le "meilleur" modèle possible. Afin de réduire le nombre d'essais dans l'inversion, je me base pour modifier la contrainte initiale et la loi de frottement sur les connaissances acquises concernant l'effet des paramètres sur la propagation de la rupture, comme expliqué au Chapitre 2.

### 3.1.2 Modélisation du rayonnement

Nous utilisons pour l'inversion dynamique les mêmes données que celles utilisées pour l'inversion cinématique du Chapitre 1. Elle sont traitées de la même façon, avec un filtre Butterworth d'ordre 4 causal de bande passante comprise entre 0.1 et 0.5  $Hz$ . Les données réelles et synthétiques sont ensuite doublement intégrées pour obtenir des déplacements qui donnent une image directe de la source.

Il s'agit des données sismiques de champ proche, car ces dernières ont une meilleure résolution pour décrire en détails la propagation de la rupture. En raison de la grande distance entre la faille et certaines stations de mouvements forts, calculer le rayonnement par la méthode des différences finies demanderait un temps de calcul très élevé. C'est pour cette raison que nous avons choisi de générer les sismogrammes synthétiques à partir de nos simulations dynamiques par la méthode des nombres d'ondes discrets développée par Bouchon (1981) [43], méthode dans laquelle les matrices de réflexion-transmission de Kennet and Kerry (1979) [44] sont utilisées.

La faille est discrétisée en sous-failles, chacune étant caractérisée par son glissement propre, obtenu par la simulation dynamique. La fonction de Green est convoluée pour chaque couple source-station par la fonction source temporelle (STF), en utilisant le programme AXITRA, qui calcule les synthétiques en milieu stratifié verticalement. Nous avons utilisé le même modèle de vitesses et de densités que pour l'inversion cinématique.

Contrairement à la cinématique qui fait intervenir une fonction source identique pour toutes les sous-failles, dans la modélisation dynamique chaque point de la faille possède sa propre fonction source temporelle. Ces STF dépendent de la géométrie de la faille et de la propagation de la rupture, car elles sont assimilées à la vitesse de glissement en tout point de la faille. Elles sont donc calculées par la simulation dynamique. Le problème ici est que le programme AXITRA a été conçu principalement pour la cinématique et ne considère qu'une seule fonction source. Nous avons alors modifié le programme AXITRA pour pouvoir introduire une fonction source temporelle différente en chaque point de la faille. Avec ce nouveau programme, les fonctions de Green calculées pour chaque couple source-station sont convoluées avec la fonction source correspondant à la source particulière. Ainsi, le déplacement  $u_i$  à une station  $i$  peut s'écrire dans l'espace de Fourier de la façon suivante :

$$u_i(\omega) = \sum_{k=1}^n G_{ki} m_{ki}(\omega) S_k(\omega) e^{-i\omega t_k} \quad (3.2)$$

où  $G_{ki}$  est la fonction de Green de la couple source-station,  $m_{ki}$  est le tenseur des moments,  $S_k$  est la transformée de Fourier de la STF associée à la sous-faille  $k$ , avec un temps caractéristique égal au temps de montée  $t_k$ . Cette méthode sera utilisée dans la suite pour calculer les sismogrammes synthétiques dans les deux modèles dynamiques idéaux d'aspérité et de barrière. Nous allons voir maintenant comment inverser la distribution de la contrainte initiale dans le cas du modèle d'aspérité.

### 3.1.3 Modèle d'aspérité

Un des paramètres les plus importants pour la modélisation dynamique est la distribution de la contrainte initiale sur la faille, avant donc que la rupture ne démarre. Dans le modèle idéal d'aspérité, la distribution de contrainte initiale sur la faille est hétérogène et la contrainte seuil de la loi de frottement est considérée uniforme sur la faille.

Le problème des inversions dynamiques est qu'elles demandent un temps de calcul très élevé en raison du grand nombre de paramètres et de leur interdépendance dans le problème dynamique. Le but est alors de trouver un type de modélisation de la source qui puisse simplifier l'inversion. Dans cette partie on propose de modéliser la contrainte initiale par un faible nombre de zones ayant une forme elliptique, chacune décrite par six paramètres. Puisque le nombre de degrés de liberté n'est alors plus défini par la grille mais par le modèle, cette approximation elliptique permet de simplifier l'inversion dynamique. La grille des différences finies, qui possède elle beaucoup plus de degrés de liberté, est en effet indépendante de l'objet qu'on inverse.

La contrainte initiale est calculée à partir d'une distribution de glissement modélisée par des ellipses. Chaque ellipse est caractérisée par six paramètres : la position  $(x, y)$  sur la faille, la longueur de chacun des deux axes, un angle d'orientation et l'amplitude du glissement. Dans chaque ellipse la distribution de glissement a une forme gaussienne.

A partir du champ complet de glissement on calcule avec la loi de frottement une chute de contrainte hypothétique  $\Delta \mathbf{T}$  qui a été générée par le séisme, en supposant que la variation de contrainte a lieu selon la direction horizontale uniquement. Le champ de contrainte initial  $T_e$  est la somme des contraintes internes sur la faille dues au glissement pré-sismique et aux séismes précédents (supposées égales à  $-\Delta \mathbf{T}$ ) et du chargement tectonique régional  $T_s$  supposé spatialement uniforme. Ainsi, la valeur de la contrainte initiale peut être calculée de la façon suivante :

$$\mathbf{T}_0 = T_s - \Delta \mathbf{T} \quad (3.3)$$

A partir de cette distribution elliptique de la contrainte initiale, la propagation de la rupture dynamique est modélisée en 3 dimensions, sur une faille plane verticale décrochante perpendiculaire à l'axe  $y$ , en utilisant la méthode de différences finies du quatrième ordre exposée au Chapitre 2 (Olsen et al (1997) [16]), modifiée pour utiliser des conditions aux limites dite *finies*.

On force la rupture à démarrer dans une aspérité circulaire où la valeur de la contrainte est supérieure à la contrainte seuil  $T_u$ . Ensuite la rupture se propage spontanément, contrôlée par l'état de contrainte initial et par les paramètres de la loi de frottement qui sont gardés constants tout au long de la simulation. Je rappelle que la loi de frottement utilisée dans l'inversion est la suivante :

$$\begin{aligned} T(D) &= T_u \left( 1 - \frac{D}{D_c} \right) && \text{pour } D < D_c \\ T(D) &= 0 && \text{pour } D > D_c \end{aligned} \quad (3.4)$$

### 3.1.4 Modèle de barrière

Nous avons décrit comment modéliser la contrainte initiale dans le modèle d'aspérité. Nous souhaitons maintenant étudier le deuxième cas limite, le modèle de barrière. On suppose que la distribution de la contrainte initiale  $T_e$  sur la faille est uniforme et que la propagation de la rupture est contrôlée par la non-uniformité des paramètres de la loi de frottement. On suppose que le glissement critique de la loi de frottement est uniforme alors que la contrainte seuil  $T_u$  est hétérogène :  $T_u(x, y)$  est modélisée par un certain nombre des patches elliptiques ayant une valeur de contrainte homogène. La rupture peut avoir lieu seulement à l'intérieur de ces ellipses. Pour chaque ellipse six paramètres décrivent la distribution de la contrainte seuil : deux coordonnées du centre de l'ellipse, deux longueurs des axes, un angle d'orientation, et la valeur de la contrainte seuil  $T_u$ .  $T_u$  sera pris identique pour les deux ellipses.

Pour trouver rapidement une valeur de la contrainte seuil  $T_u$  à partir de laquelle commencer les *essai-erreur*, nous utilisons les résultats associés au modèle d'aspérité. D'après l'étude faite par Madariaga et Olsen (2000) [11] sur la criticalité de la rupture, la propagation est contrôlée par le paramètre adimensionnel  $K = \frac{T_e^2 L}{\mu T_u D_c}$  où  $L$  est une taille caractéristique du système,  $\mu$  est le module élastique de cisaillement,  $T_e$  correspond à la contrainte initiale,  $T_u$  est la contrainte seuil et  $D_c$  est la distance caractéristique d'affaiblissement de glissement. La rupture se propage seulement pour des valeurs de  $K$  supérieures à une valeur critique  $K_c$ .

La rupture se propagera donc si nous partons, dans le modèle de barrière, de paramètres donnant un  $K$  similaire à celui du modèle d'aspérité. Pour cela, nous supposons que  $L$ ,  $\mu$  et  $D_c$  sont inchangés et que  $T_e$  est égale à la contrainte initiale dans la première ellipse qui rompt dans le modèle d'aspérité. On en tire une valeur de la contrainte seuil  $T_u \sim 20 \text{ MPa}$  au sein des ellipses. Pour stopper la rupture à l'extérieur des ellipses, on prend  $T_u$  élevé, de l'ordre de  $25 \text{ MPa}$ . Cette approche semi-quantitative permet d'obtenir un modèle de départ raisonnable pour le processus d'essai-erreur.

Nous modélisons ensuite la propagation de la rupture dynamique en 3 dimensions, sur une faille plane décrochante, par la même méthode de différence finies du quatrième ordre que celle utilisée pour le modèle d'aspérité. L'initiation de la rupture est forcée à commencer dans une aspérité circulaire où la valeur de la contrainte est supérieure à la contrainte seuil  $T_u$ . Pour chaque modélisation dynamique on calcule les simogrammes synthétiques qui sont ensuite comparés aux sismogrammes réels. Si l'accord n'est pas très satisfaisant, on continue à inverser avec la méthode par *essai-erreur* la distribution de la contrainte seuil  $T_u$  afin de générer des sismogrammes qui puissent reproduire au mieux les sismogrammes observés.



## 3.2 Application au tremblement de terre de Tottori

### 3.2.1 Précédentes études dynamiques de ce séisme

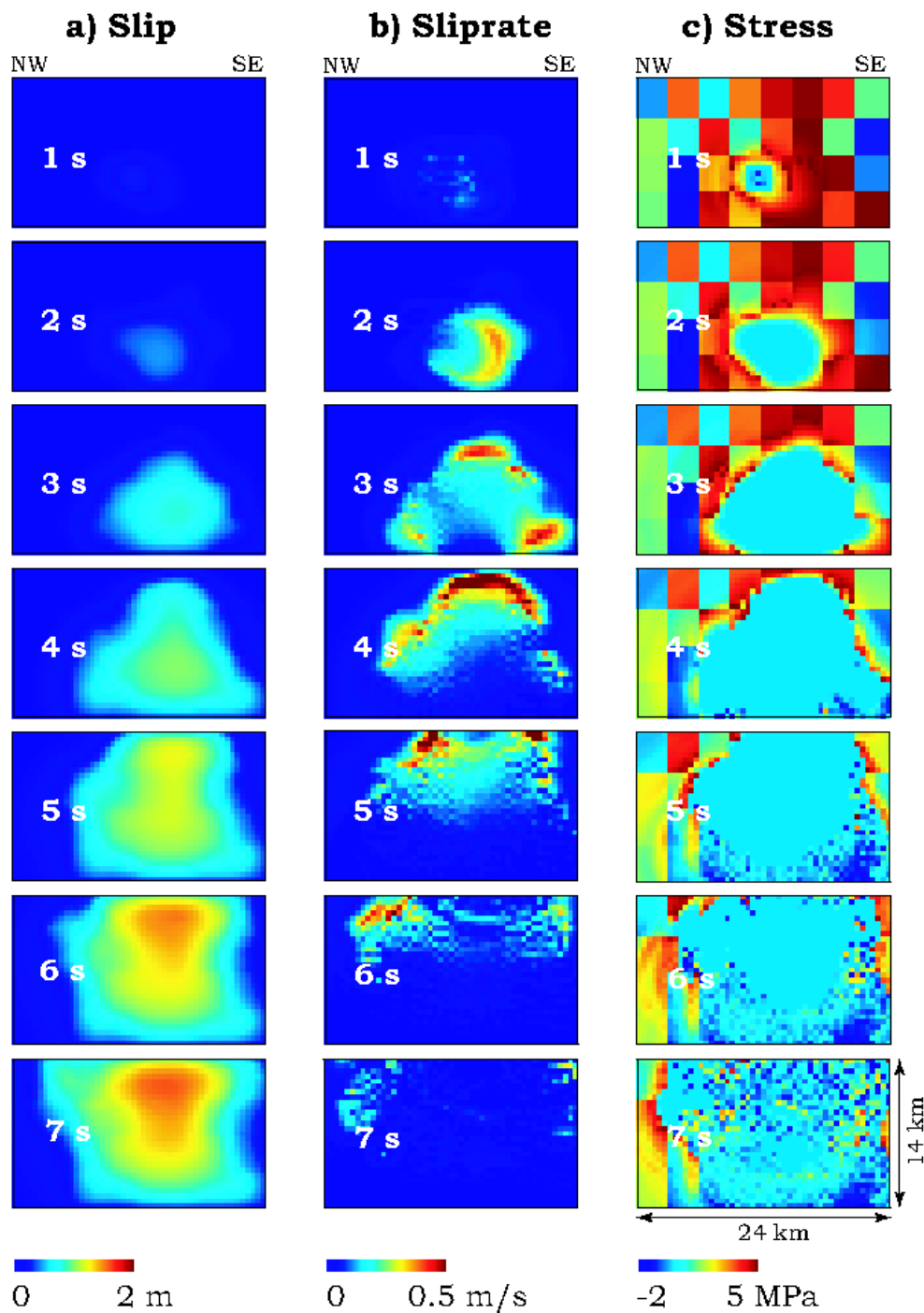


FIGURE 3.1 – Histoire temporelle de la rupture obtenue par Peyrat et Olsen (2004) [90] pour le séisme de Tottori. Champs de a) glissement b) vitesse de glissement c) contrainte.

### 3.2. Application au tremblement de terre de Tottori

Plusieurs études ont été faites sur le tremblement de terre de Tottori pour chercher à retrouver les paramètres dynamiques qui le caractérisent. Peyrat et Olsen (2004) [90] ont appliqué à ce séisme une inversion dynamique en utilisant l'algorithme NA pour calculer la chute de contrainte. Après un total de 60040 modèles l'inversion a convergé vers une solution qui montre une chute de contrainte de  $5\text{ MPa}$  et un glissement maximal de  $2\text{ m}$  (voir Figure 3.1). Cette chute de contrainte est plus faible que celle calculée par Mikumo *et al.* (2003) [91] et Dalguer *et al.* (2002) [92] avec des modélisations cinématiques. Mikumo *et al.* (2003) ont trouvé une chute de contrainte de  $9\text{ MPa}$  et un glissement maximal de  $2.3\text{ m}$ .

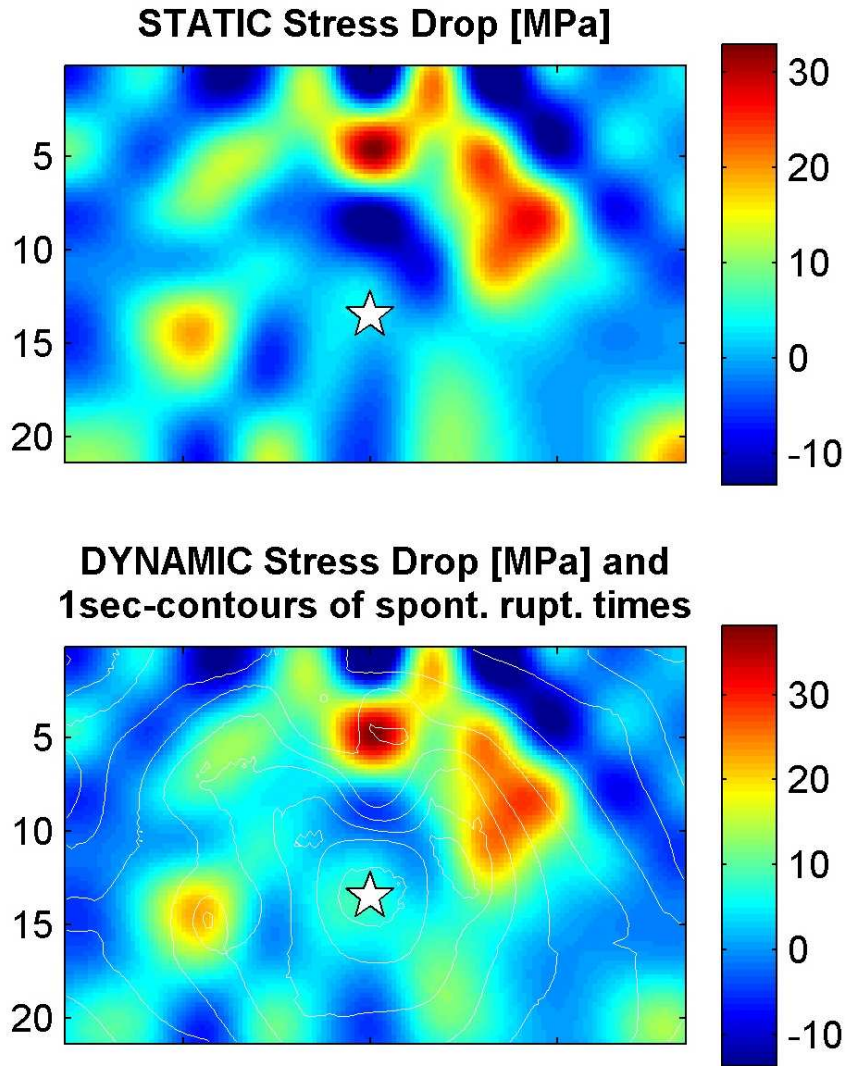


FIGURE 3.2 – Distributions de chute de contrainte statique et dynamique calculées par Dalguer *et al.* (2002).

Dalguer *et al.* (2002) à partir de la solution cinématique de Iwata *et al.* (2000) [93] ont calculé la chute de contrainte dynamique et statique liée au séisme de Tottori (voir Figure

3.2). La chute de contrainte dynamique est caractérisée par une aspérité localisée dans la partie centrale de la faille, près de la surface, avec une valeur maximale de  $30\text{ MPa}$ . En dehors de l'aspérité, près de la surface libre, respectivement à gauche et à droite la chute de contrainte est négative. La chute de contrainte statique montre des valeurs similaires, sauf dans une zone localisée au centre de la faille où on obtient des valeurs négatives ( $-10\text{ MPa}$ ). Cela montre que la contrainte a été complètement relaxée à l'intérieur de l'aspérité mais qu'en dehors, en périphérie, la contrainte s'est accrue suite au processus de rupture.

### 3.2.2 Les résultats d'inversion pour le modèle d'aspérité

On inverse par essai-erreur la distribution de contrainte initiale, selon la méthode décrite au paragraphe 3.1.3. On force la rupture à commencer dans une aspérité circulaire de rayon  $R = 1\text{ km}$  et contrainte  $T_{asp} = 60\text{ MPa}$ , localisée à une profondeur de  $14\text{ km}$ , correspondant à celle de l'hypocentre du séisme. La propagation de la rupture est contrôlée par les paramètres de la loi de frottement, supposés uniformes sur la faille pour chaque simulation. Toutes les modélisations sont réalisées avec les paramètres fixes suivants : la grille numérique est de  $160 \times 160 \times 160$  points, correspondant à une faille plane verticale de  $32 \times 32\text{ km}$ . Les discrétisations temporelle et spatiale sont respectivement de  $0.01\text{ s}$  et de  $200\text{ m}$ .

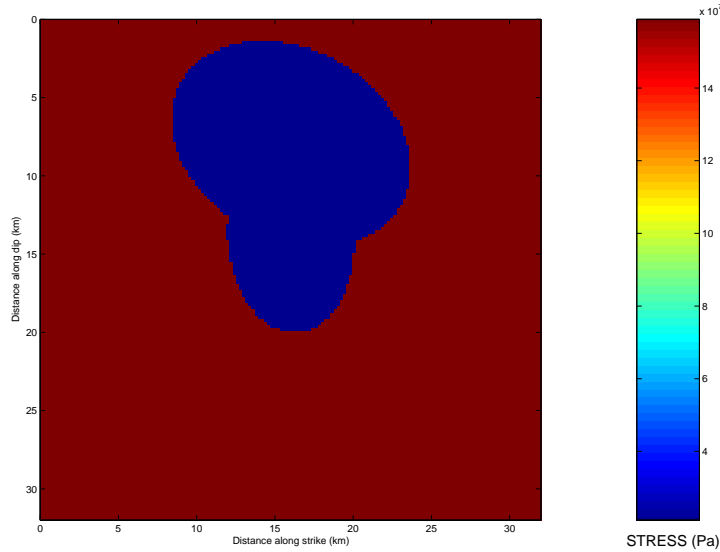


FIGURE 3.3 – Distribution de contrainte seuil, modélisée par deux ellipses, permettant de stopper la rupture.

Toutes nos tentatives n'ont pas permis de trouver un seul modèle d'aspérité physiquement réaliste : une fois démarrée, la rupture s'étendait rapidement à toute la surface de la faille. Nous avons alors ajouté au modèle d'aspérité une barrière permettant de confiner la rupture dans une zone prédéterminée. Cette zone est constituée de deux ellipses de

### 3.2. Application au tremblement de terre de Tottori

même position et orientation que celles des patches de contrainte initiale, mais de taille légèrement plus grande (voir Figure 3.3). La barrière correspond à une zone périphérique de la faille pour laquelle  $T_u$  est très élevé, y interdisant en pratique toute propagation de la rupture. De cette façon la zone de rupture est bien limitée au voisinage des patches initiaux. Il s'agit en pratique non pas d'un pur modèle d'aspérité, mais d'un modèle mixte aspérité-barrière, dans lequel la rupture se propage dans une région de contrainte initiale hétérogène, au sein d'un puits de contrainte seuil.

Pour ce type de modèle, nous avons déterminé qu'une valeur de  $D_c = 0.7 m$  permet de générer un modèle dynamique avec un temps de rupture et un glissement final compatibles avec ceux de la cinématique.  $D_c$  ne sera plus varié par la suite. Les deux paramètres restants sont la contrainte de fond  $T_s$  et la contrainte seuil à l'intérieur du puits  $T_u$ . Nous allons à présent illustrer l'influence de ces deux paramètres sur la dynamique du système.

#### Influence des paramètres sur l'histoire de la rupture

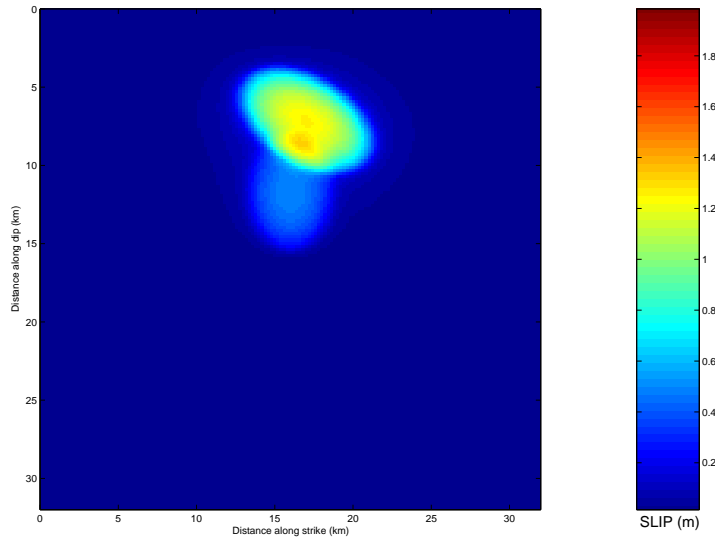


FIGURE 3.4 – Distribution de glissement initial, modélisé par deux patches elliptiques. L'amplitude de glissement vaut  $0.5 m$  dans la première ellipse, et  $1.25 m$  dans la seconde.

La Figure 3.4 représente un exemple typique de champ de glissement utilisé au cours de l'inversion dynamique. Nous avons choisi un nombre d'ellipses égal à deux pour considérer le modèle le plus simple possible qui soit réaliste. Nous avons en effet observé qu'un modèle à une seule ellipse conduit à des synthétiques bien trop différents des observées pour être acceptable. La Figure 3.5 correspond elle à la chute de contrainte associée, calculée en utilisant la loi de frottement.

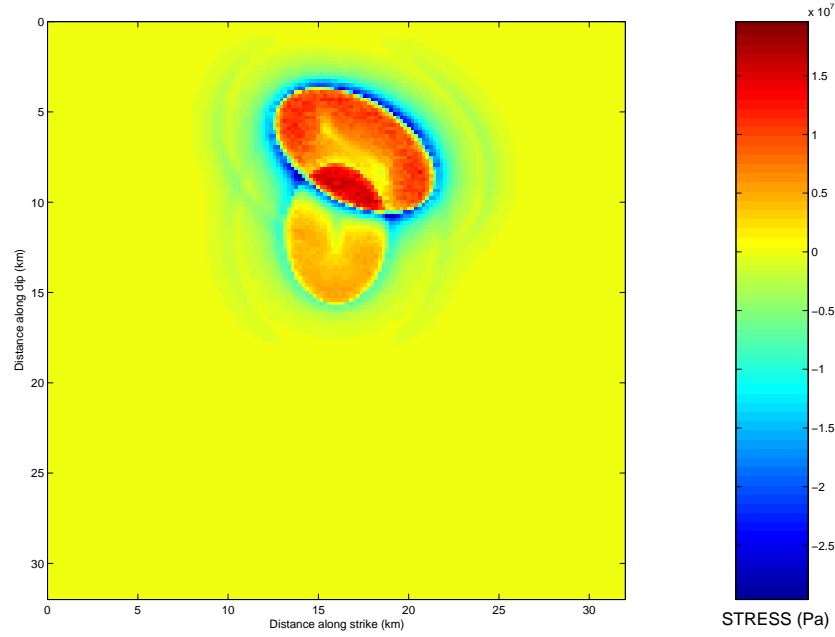


FIGURE 3.5 – Chute de contrainte  $-\Delta\mathbf{T}$  calculée à partir du champ de glissement de la Figure 3.4. L’amplitude maximale est de l’ordre de  $15\text{ MPa}$ .

Pour illustrer l’influence des paramètres contrainte de fond  $T_s$  et contrainte seuil  $T_u$  sur l’histoire de la rupture et sur le rayonnement, nous allons nous intéresser aux cas suivants. On considère un modèle de référence où  $T_s = 13\text{ MPa}$  et  $T_u = 23\text{ MPa}$ . Puis on compare les résultats à ceux de deux modèles légèrement différents : dans le modèle 1 on diminue  $T_s$  à  $12.5\text{ MPa}$  alors que dans le modèle 2 on augmente  $T_u$  à  $24\text{ MPa}$ .

### – Influence de la contrainte de fond $T_s$ .

La Figure 3.6 montre l’histoire de la rupture (champs de vitesse, de glissement et de contrainte) associée au modèle de référence.

La Figure 3.7 montre l’évolution temporelle des mêmes grandeurs pour le modèle 1, pour lequel  $T_s$  a été diminué. Il apparaît que la rupture est extrêmement sensible à la valeur de la contrainte initiale. Plus la valeur de la contrainte de fond  $T_s$  (et donc la contrainte initiale  $T_e$ ) est faible, moins la rupture se propage vite et moins la chute de contrainte est importante. Toutefois, bien que la contrainte initiale possède une amplitude plus faible, nous n’observons pas de changement significatif de la forme générale de la distribution de glissement final. Diminuer  $T_s$  a pour effet principal de réduire la valeur moyenne du glissement et en conséquence les valeurs du moment sismique et de la magnitude.

### 3.2. Application au tremblement de terre de Tottori

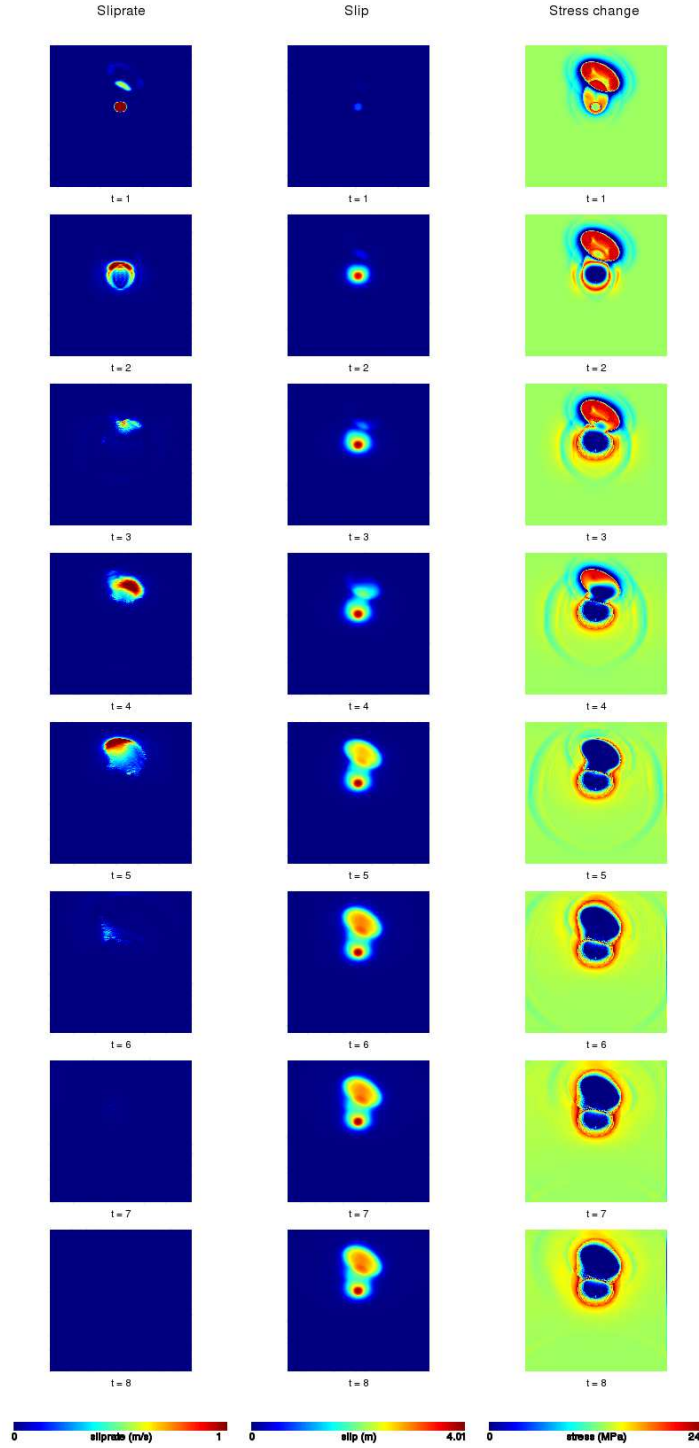


FIGURE 3.6 – Evolution temporelle sur la faille de la vitesse de rupture à gauche, du glissement au centre et de l'état de contrainte à droite, pour le modèle de référence ( $T_u = 23 \text{ MPa}$  et  $T_s = 13 \text{ MPa}$ ).

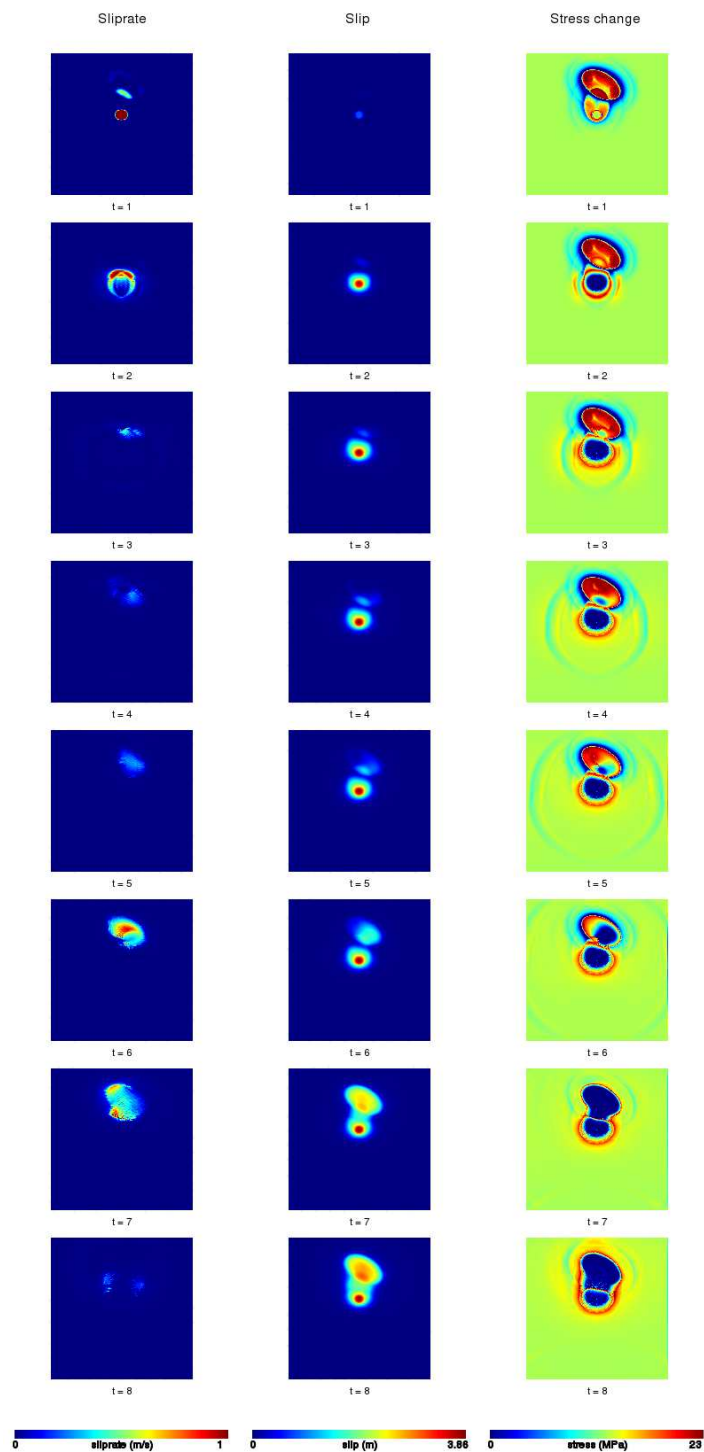


FIGURE 3.7 – Evolution temporelle sur la faille de la vitesse de rupture à gauche, du glissement au centre et de l'état de contrainte à droite, pour le modèle 1 ( $T_u = 23 \text{ MPa}$  et  $T_s = 12.5 \text{ MPa}$ ).

### 3.2. Application au tremblement de terre de Tottori

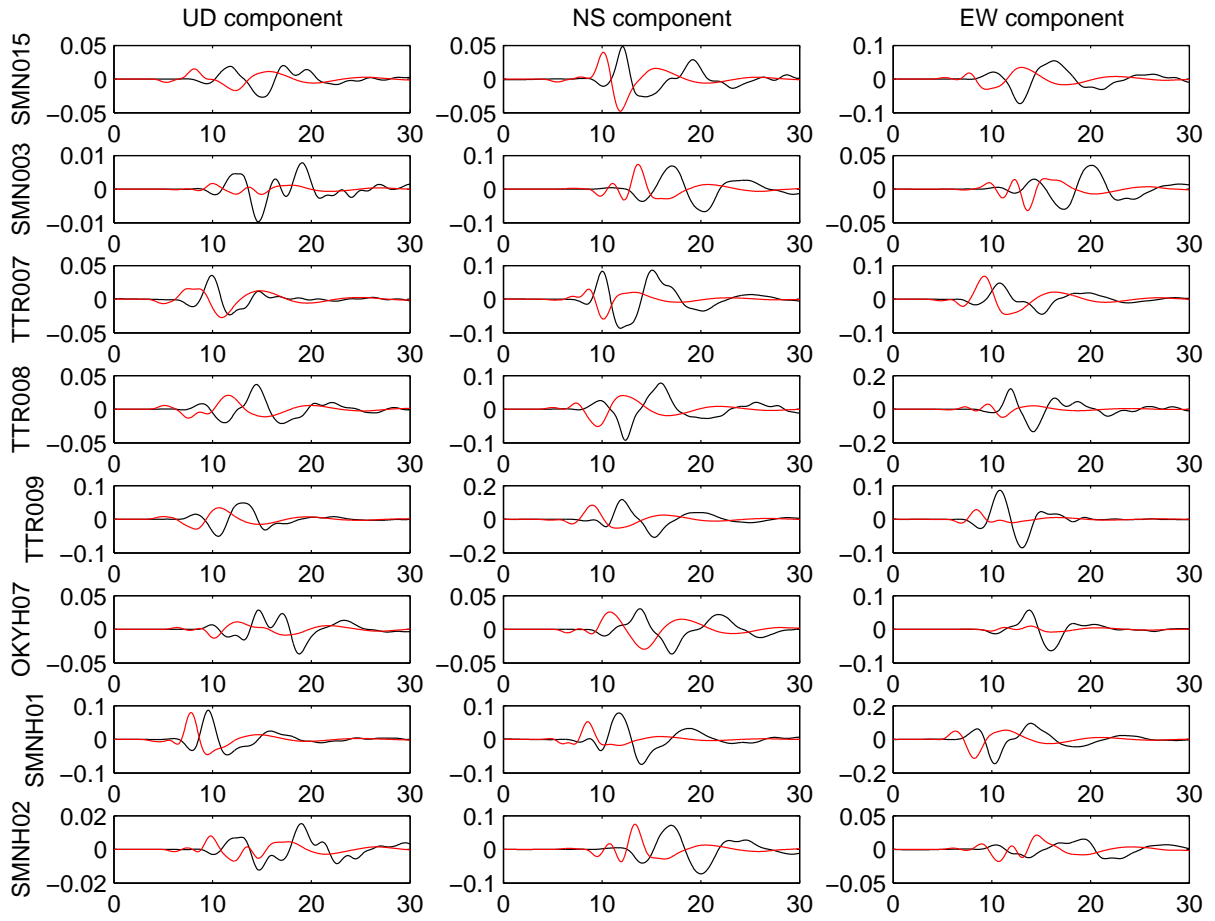


FIGURE 3.8 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés et synthétiques pour le modèle de référence, dont l’histoire est représentée à la Figure 3.6. La fenêtre temporelle est de 30 s et l’échelle d’amplitude est en  $m$ .

En ce qui concerne le rayonnement, les sismogrammes synthétiques calculés pour le modèle 1 arrivent en retard par rapport à ceux du modèle de référence puisque la vitesse de rupture est moins élevée, comme on peut le voir sur les Figures 3.8 et 3.9. Cet effet sera d’une grande utilité pratique lors de l’inversion par essai-erreur pour ajuster au mieux les temps d’arrivée sur les sismogrammes.



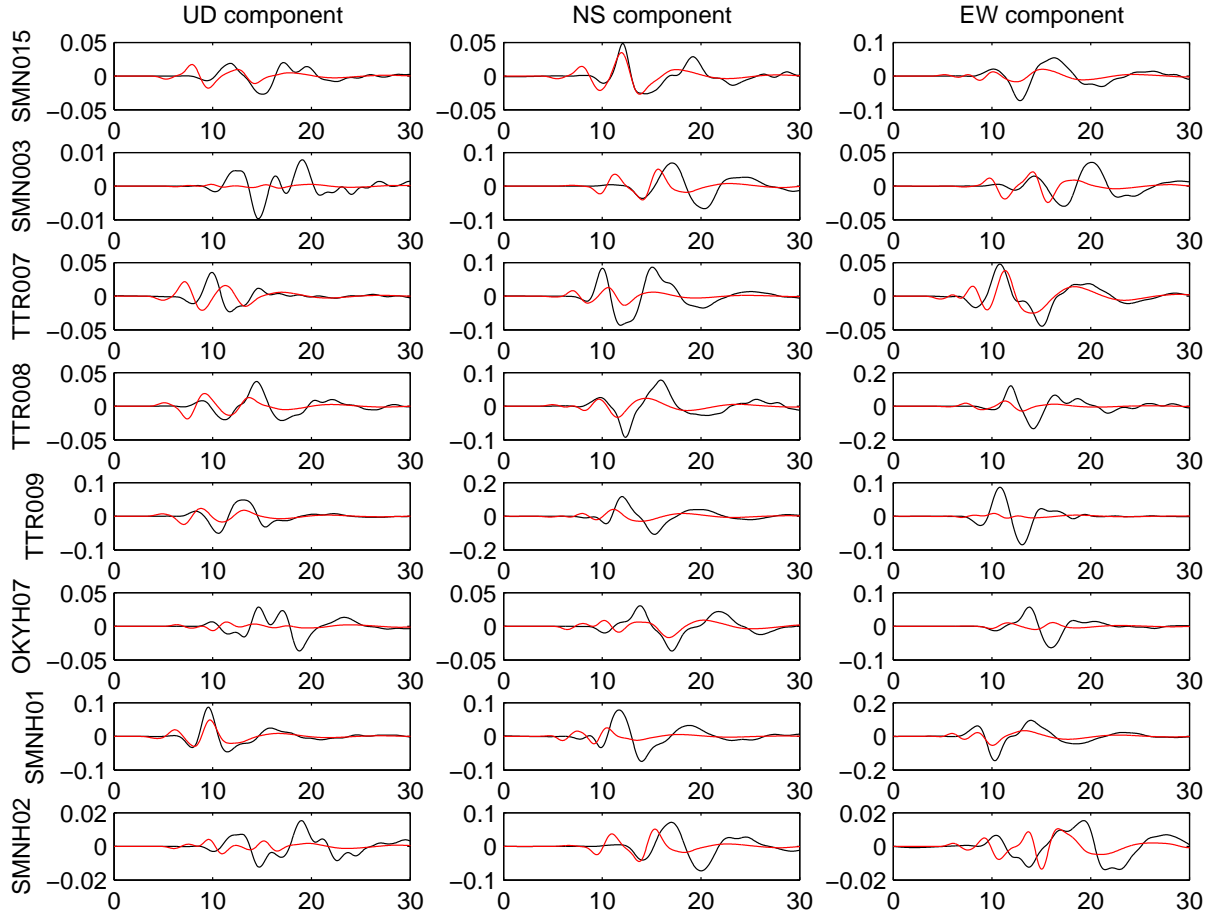


FIGURE 3.9 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés et synthétiques pour le modèle 1, dont l’histoire est représentée à la Figure 3.7. La fenêtre temporelle est de 30 s et l’échelle d’amplitude est en  $m$ .

– Influence de la contrainte seuil  $T_u$ .

La Figure 3.10 représente l’évolution temporelle des champs de vitesse, de glissement et de contrainte pour le modèle 2, pour lequel la contrainte seuil  $T_u$  a été augmentée de 23 à 24  $MPa$  par rapport au modèle de référence. En comparant à la Figure 3.6 on observe que la vitesse de glissement est plus faible, créant des sismogrammes synthétiques retardés par rapport au modèle de référence (voir Figure 3.11). Cette fois encore, l’effet observé pourra être utilisé lors de l’ajustement des sismogrammes par la méthode d’essai-erreur.

### 3.2. Application au tremblement de terre de Tottori

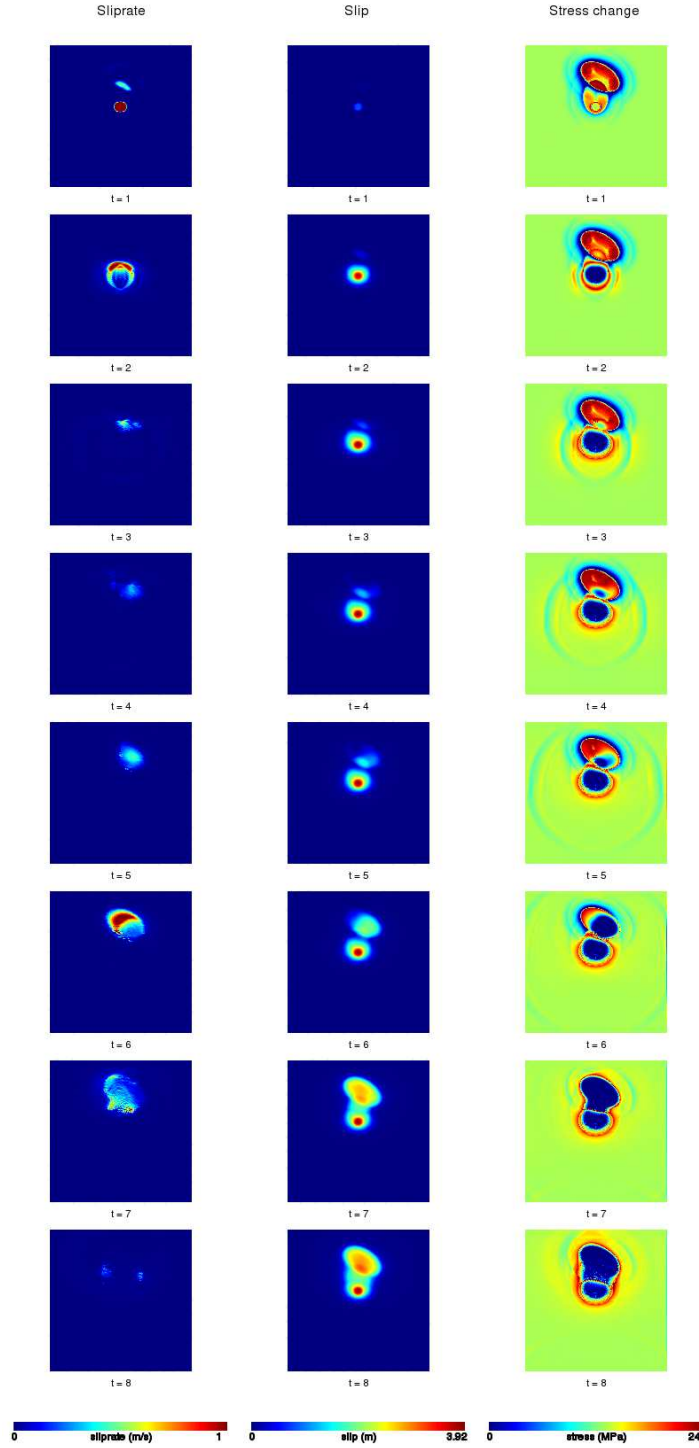


FIGURE 3.10 – Evolution temporelle sur la faille de la vitesse de rupture à gauche, du glissement au centre et de l'état de contrainte à droite, pour le modèle 2 ( $T_u = 24 \text{ MPa}$  et  $T_s = 13 \text{ MPa}$ ).

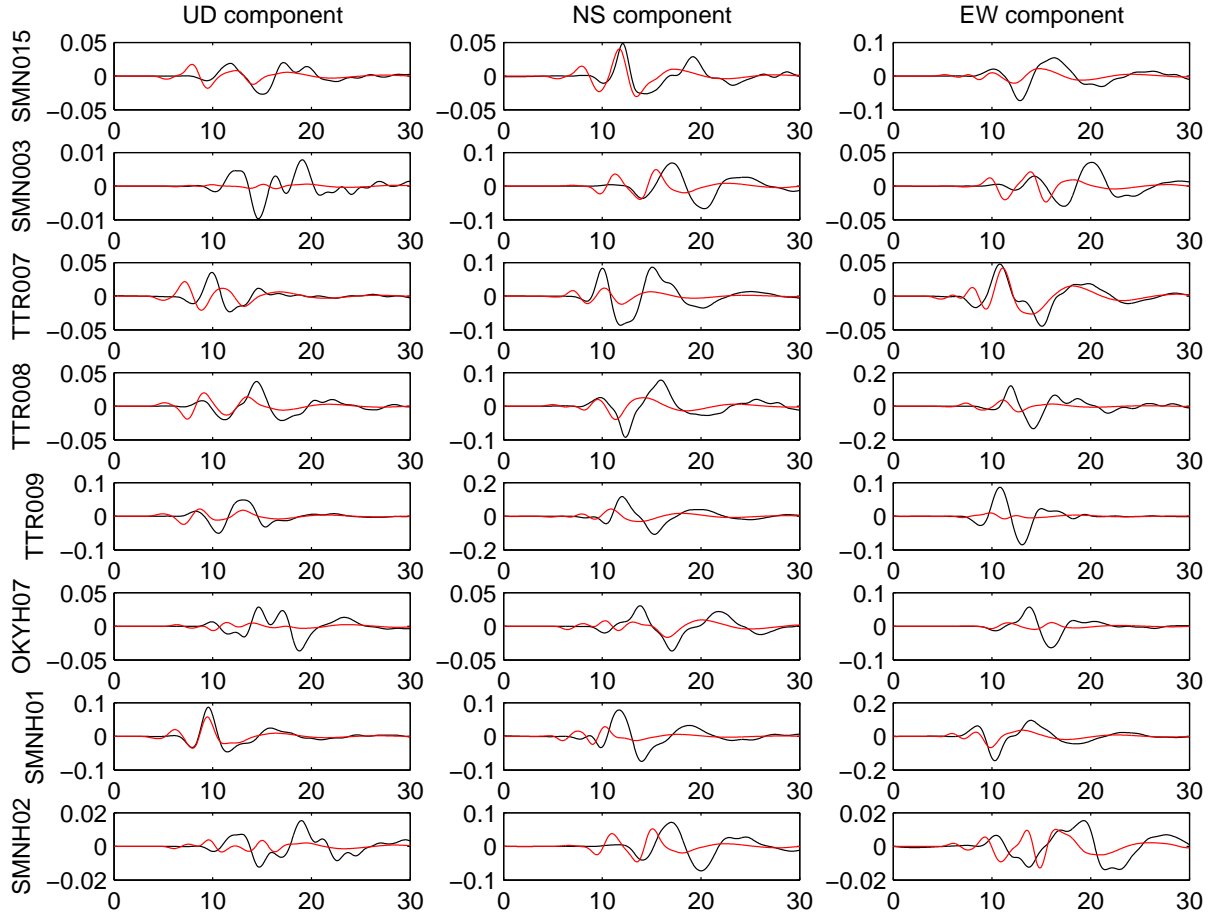


FIGURE 3.11 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés et synthétiques pour le modèle 2, dont l’histoire est représentée à la Figure 3.10. La fenêtre temporelle est de 30 s et l’échelle d’amplitude est en  $m$ .

### Description du meilleur modèle obtenu

Les tests précédents nous ont appris comment modifier l’histoire de la rupture et donc les sismogrammes synthétiques en jouant soit sur la distribution de contrainte initiale  $T_e$  via la contrainte de fond  $T_s$ , soit sur la contrainte seuil  $T_u$ . A l’issue de l’inversion dynamique par essai-erreur, nous avons ajusté ces paramètres ainsi que les position et taille de chacune des deux ellipses jusqu’à obtenir un modèle à la fois physiquement réaliste et capable de générer des synthétiques en bon accord avec les données. La Figure 3.12(a) montre, pour ce meilleur modèle, le champ de glissement utilisé pour calculer le champ de contrainte initiale (Figure 3.12(b)).

La rupture est provoquée artificiellement dans une aspérité circulaire, de contrainte  $T_{asp} = 60 \text{ MPa}$  et rayon  $R = 1 \text{ km}$ , localisée à une profondeur de  $14 \text{ km}$ . Nous avons déterminé qu’une distribution de contrainte de fond uniforme de  $T_s = 12 \text{ MPa}$  (voir Figure 3.13(a)) permet de générer un modèle avec un temps de rupture et un glissement final compatibles avec les données. La propagation de la rupture est contrôlée par les paramètres de la loi de frottement : la taille caractéristique d’affaiblissement  $D_c$  est supposée uniforme

### 3.2. Application au tremblement de terre de Tottori

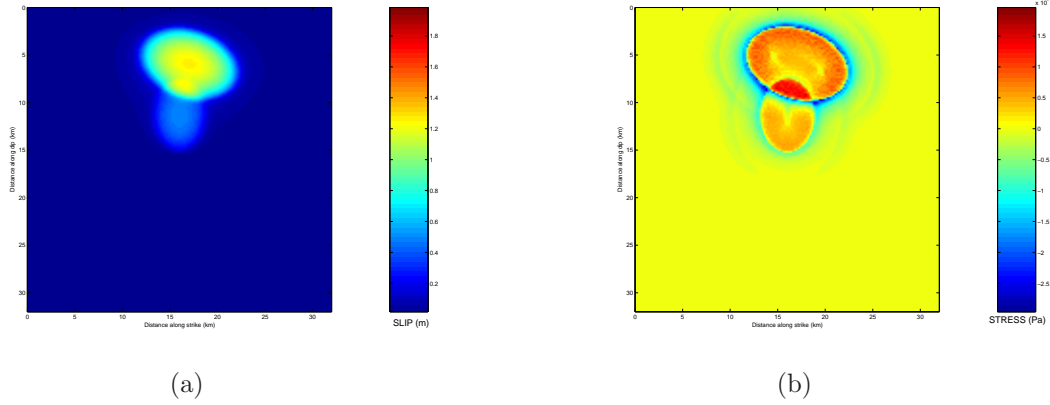


FIGURE 3.12 – (a) Distribution de glissement initial, modélisée par deux patches elliptiques, pour le meilleur modèle mixte. L’amplitude de glissement vaut  $0.5\text{ m}$  dans la première ellipse et  $1.25\text{ m}$  dans la seconde. (b) Distribution de contrainte initiale calculée à partir de ce champ de glissement.

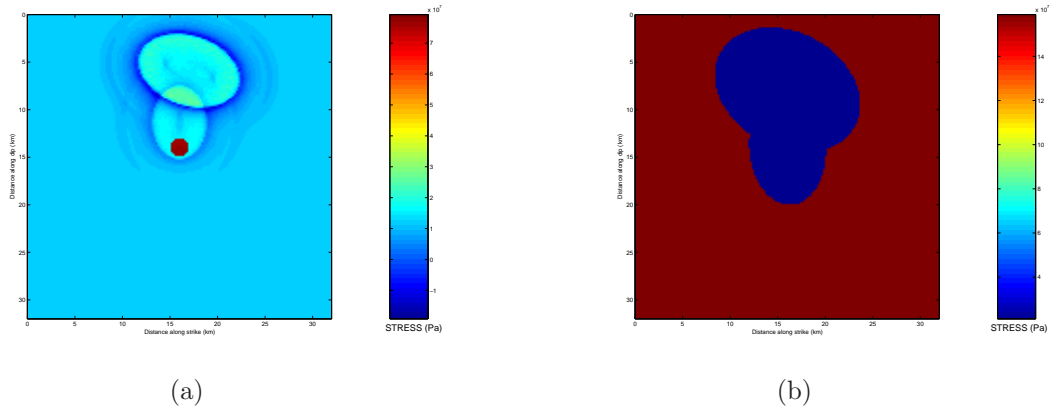


FIGURE 3.13 – (a) Distribution de contrainte initiale pour le meilleur modèle mixte : la rupture commence dans l’aspérité circulaire. (b) Distribution de contrainte seuil, modélisée par deux ellipses, permettant de stopper la rupture.

sur la faille, de valeur  $D_c = 0.7\text{ m}$  pour toutes les simulations. La contrainte seuil  $T_u$  vaut elle  $20\text{ MPa}$  à l’intérieur des ellipses définissant la barrière. À l’extérieur,  $T_u = 160\text{ MPa}$ , valeur suffisamment élevée pour stopper rapidement la rupture (voir Figure 3.13(b)).

#### Les résultats dynamiques

L’évolution de la vitesse de rupture, du glissement et de la contrainte sur la faille en fonction du temps pour le meilleur modèle sont représentés à la Figure 3.14. On peut observer la propagation du front de rupture sur la colonne de droite de la Figure 3.14 qui représente l’évolution temporelle de la contrainte de cisaillement sur la faille. La propagation de la rupture est associée à une chute de contrainte (couleur bleue sur cette

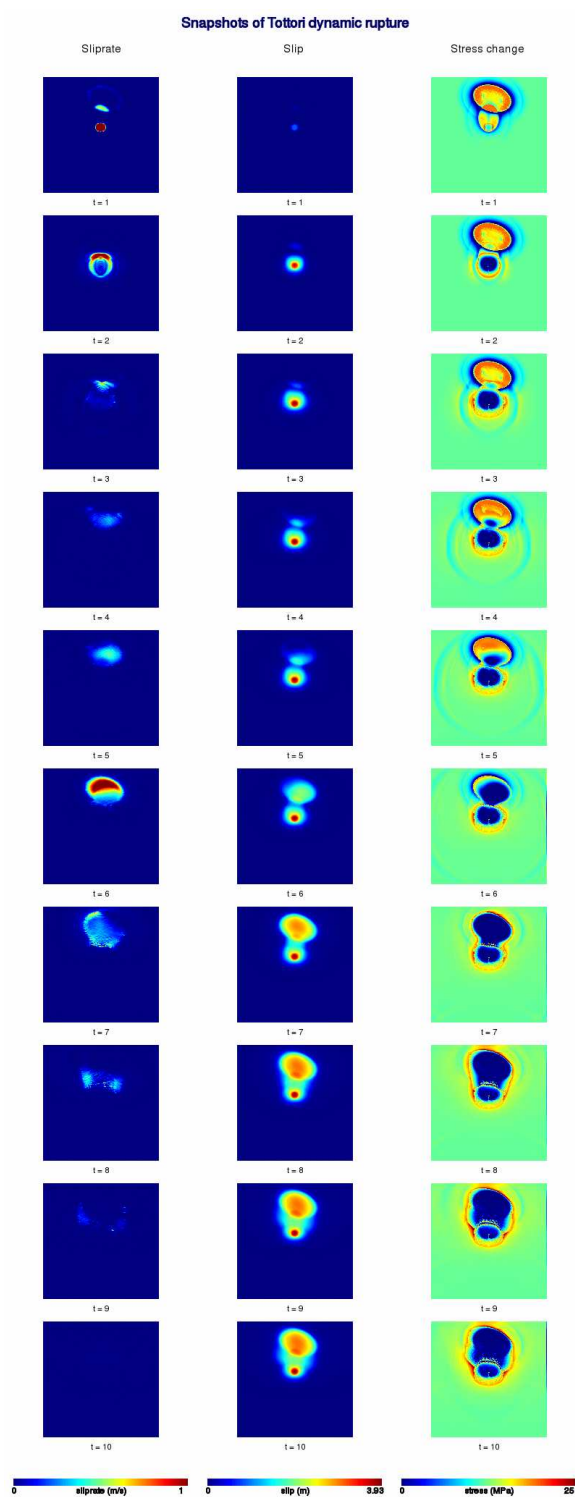


FIGURE 3.14 – Evolution temporelle sur la faille de la vitesse de rupture à gauche, du glissement au centre et de l'état de contrainte à droite, pour le meilleur modèle mixte.

### 3.2. Application au tremblement de terre de Tottori

même colonne) et la rupture se propage uniquement dans les régions de contrainte élevée (couleur rouge). La relaxation de la contrainte sur la faille va induire une augmentation de la contrainte à l'avant du front de rupture, qui facilite sa propagation ultérieure. Dans le cas d'une distribution hétérogène de la contrainte initiale, la propagation du front de rupture est alors déterminée par l'histoire de la rupture et par l'état de contrainte de tous les points avoisinants.

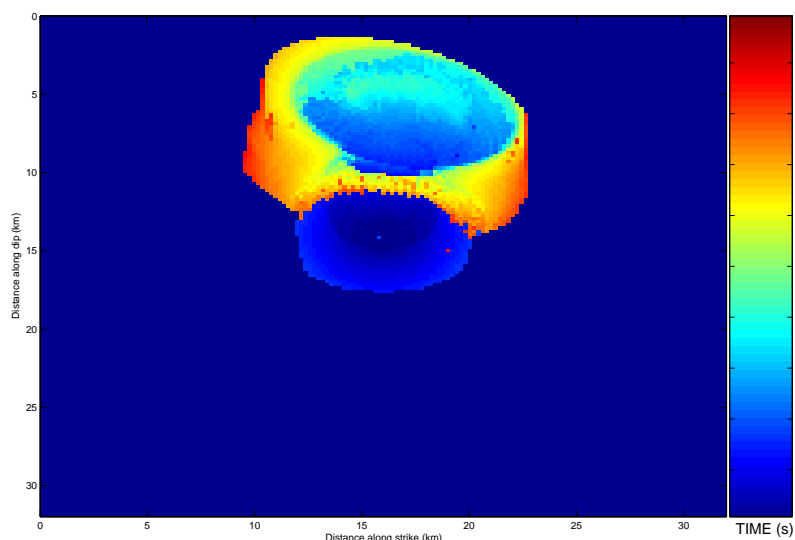


FIGURE 3.15 – Temps de rupture sur la faille pour le meilleur modèle mixte.

On observe que la rupture se propage très lentement à partir de l'hypocentre vers la deuxième ellipse, localisée à une profondeur de 6 km environ. Elle se propage ensuite plus vite sur toute la deuxième ellipse pour s'arrêter enfin après un temps total de rupture de 10 s environ (voir Figure 3.15). Ce modèle, avec une rupture qui commence près de l'hypocentre pour ensuite se propager vers la surface est qualitativement similaire à celui obtenu par inversion cinématique sans lui être rigoureusement identique.

A partir de la distribution de glissement final sur la faille (voir Figure 3.16), nous avons calculé le moment sismique et nous avons obtenu  $M_0 = 8,5 \cdot 10^{18} \text{ N.m}$ , compatible avec la magnitude  $M_w = 6.6$  du séisme de Tottori. Notons que Peyrat et Olsen (2004) [90] avaient trouvé par inversion dynamique un moment  $M_0 = 9,3 \cdot 10^{18} \text{ N.m}$  pour ce même séisme. Le glissement final sur la faille prend une valeur maximum de 2.4 m, dans une zone très petite : la deuxième ellipse de la Figure 3.16. C'est pour cela que la chute de contrainte calculée est très élevée, de 20 MPa environ (voir Figure 3.17). Des valeurs plus élevées sont obtenues sur les bords de la zone qui a glissé, là où la rupture s'arrête.

A partir de la loi de frottement, nous avons calculé l'énergie de relaxation  $G_c = \frac{1}{2}T_u D_c$ , avec  $T_u = 20 \text{ MPa}$  et  $D_c = 0.7 \text{ m}$ .  $G_c$  est trouvé de l'ordre de  $7 \text{ MJ/m}^2$  environ. Cette énergie de relaxation est élevée, puisqu'elle est déterminée essentiellement par l'énergie nécessaire pour arrêter la rupture avant qu'elle ne puisse se propager jusqu'à la surface libre (Aki (1979) [94]).

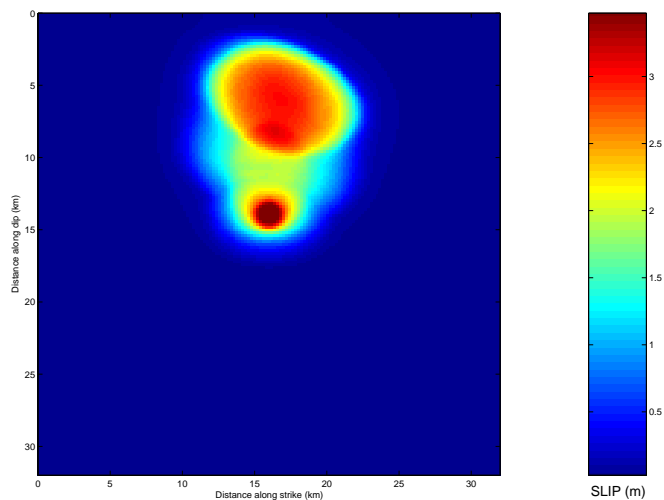


FIGURE 3.16 – Distribution de glissement final pour le meilleur modèle mixte.

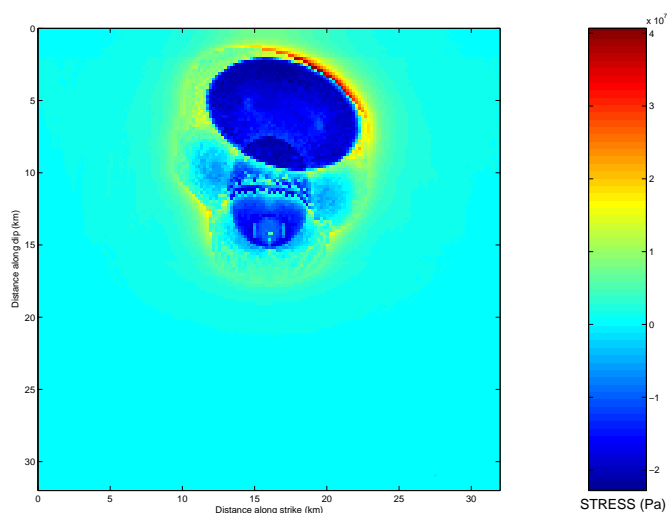


FIGURE 3.17 – Chute de contrainte sur la faille pour le meilleur modèle mixte.

### Modélisation des sismogrammes en déplacement

La Figure 3.18 montre une comparaison entre les déplacements du sol observés et les synthétiques obtenus pour le modèle dynamique final d'aspérité. Le meilleur ajustement est obtenu pour les stations *SMN015*, *SMNH01*, *TTR007*. La station *OKYH07* est située à l'arrière par rapport à la propagation de la rupture, ce qui rend l'amplitude du déplacement plus faible qu'aux autres stations. Les arrivées des phases des sismogrammes ne sont pas systématiquement bien reproduites. Cependant, les formes d'ondes globales

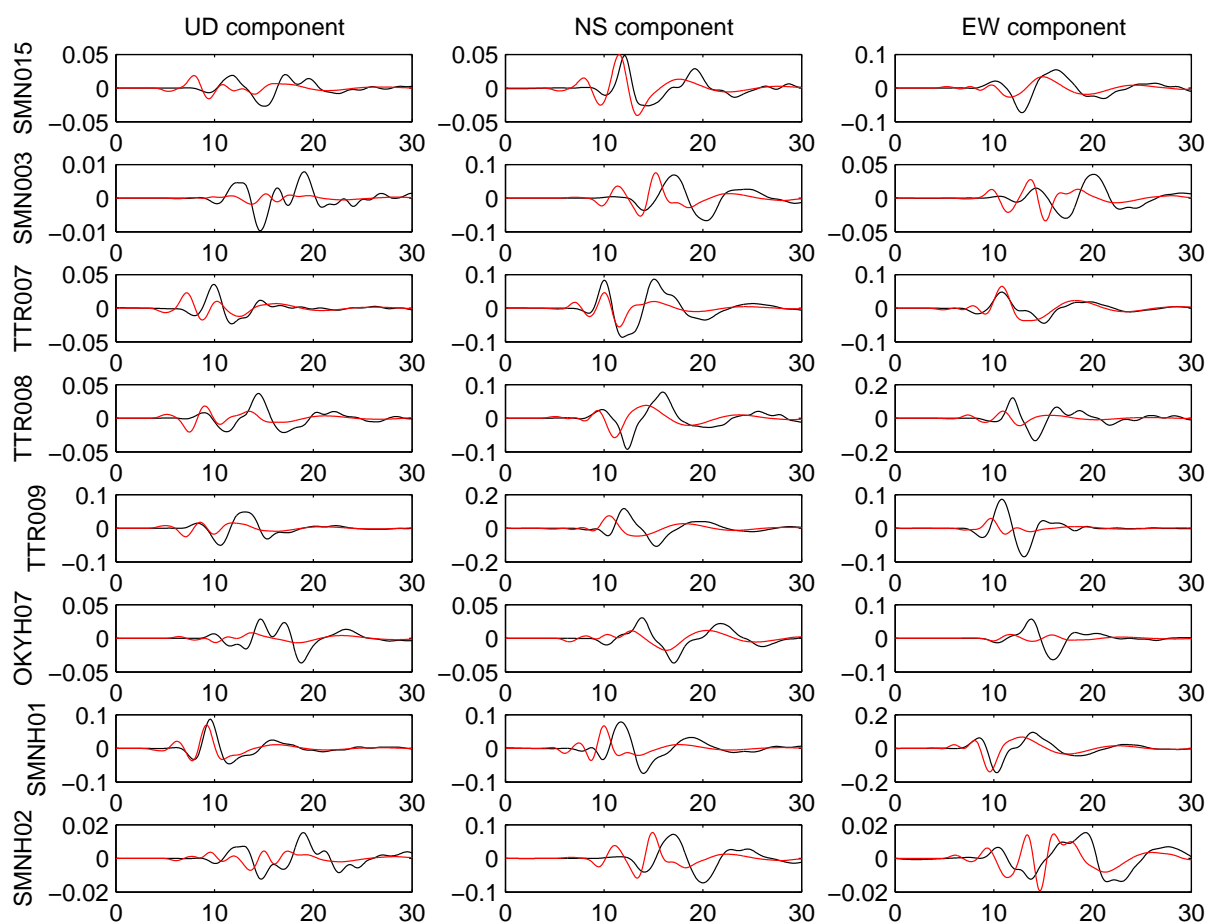


FIGURE 3.18 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés (en noir) et calculés (en rouge) à partir du meilleur modèle dynamique final d’aspérités obtenu pour le séisme de Tottori de 2000. La fenêtre temporelle est de 30 s et l’échelle d’amplitude est en mètres.  $\chi^2 = 0.91$ .

sont assez bien capturées par le modèle, ce qui confirme que l’inversion dynamique a convergé vers un modèle de rupture réaliste.

## Conclusion

Le meilleur modèle dynamique d’aspérité, que nous venons de présenter, génère un rayonnement capable de bien reproduire les données de mouvement fort. Ce premier modèle permet de valider la méthode d’approximation elliptique pour des inversions dynamiques. Il semble en revanche qu’un modèle d’aspérité pur ne soit pas capable de représenter correctement le processus de rupture, au moins en ce qui concerne le séisme de Tottori. Pour éviter une ”explosion” du système, nous avons dû travailler avec un modèle mixte, en introduisant une barrière qui permet de confiner la rupture dans une zone d’extension raisonnable. Nous allons à présent réaliser le même type d’étude, en partant cette fois-ci d’un modèle de barrière pur.



### 3.2.3 Les résultats d'inversion pour le modèle de barrière

#### Influence des paramètres sur l'histoire de la rupture

Au paragraphe précédent, nous avons trouvé un modèle dynamique qui reproduit bien les données en utilisant une contrainte initiale hétérogène ( $T_e$  variable) et une loi de frottement uniforme et invariante dans le temps. Nous adoptons maintenant le point de vue inverse en considérant une loi de frottement hétérogène, via les variations spatiales de la contrainte de seuil  $T_u$  sur la faille. Ce type de modélisation correspond à un pur modèle de barrière, où le champ de  $T_u$  est composé de zones de résistance à la rupture variables. La contrainte initiale est elle homogène.

Pour la suite, toutes les modélisations sont réalisées avec les paramètres fixes suivants : la grille numérique est de  $80 \times 80 \times 80$  points, correspondant à une faille plane verticale de  $32 \times 32 \text{ km}$ . Les discrétisations temporelle et spatiale sont respectivement de  $0.02 \text{ s}$  et de  $400 \text{ m}$ . Le nombre de points de cette simulation dynamique est donc plus petit que celui utilisé pour le modèle d'aspérité. Nous utilisons la même profondeur de l'hypocentre et le même modèle unidimensionnel de vitesses et de densités.

J'ai commencé les inversions par essai-erreur en modélisant la contrainte seuil  $T_u$  par deux ellipses, en m'inspirant du meilleur modèle d'aspérité obtenu, comme expliqué au paragraphe 3.1.4. A l'intérieur de chaque ellipse la contrainte seuil vaut  $T_u = 20 \text{ MPa}$ , la contrainte initiale vaut  $T_e = 18 \text{ MPa}$  et le glissement critique  $D_c = 0.7 \text{ m}$ . La rupture est provoquée artificiellement dans une aspérité circulaire de contrainte  $T_{asp} = 60 \text{ MPa}$  et de rayon  $R = 1.6 \text{ km}$ , (une valeur suffisante pour permettre la propagation de la rupture), localisée à  $14 \text{ km}$  de profondeur, correspondant à la profondeur de l'hypocentre du séisme de Tottori. Avec ces paramètres, il n'est pas possible de modéliser correctement le séisme puisque la rupture se propage quasi-instantanément. Pour ralentir la dynamique de rupture, j'ai alors d'une part augmenté  $D_c$  et d'autre part diminué la contrainte initiale  $T_e$ .

J'ai pu déterminer par essai-erreur que le couple de valeurs  $T_e = 10 \text{ MPa}$  et  $D_c = 0.8 \text{ m}$  est un juste équilibre pour permettre à la rupture de se propager à l'intérieur des ellipses avec un temps de rupture et une distribution de glissement proches de ceux obtenus par inversion cinématique. En outre, nous avons constaté que pour des valeurs de  $T_e$  et  $T_u$  données, lorsque la valeur de la contrainte dans l'aspérité  $T_{asp}$  est trop élevée, la rupture se propage trop vite et les synthétiques arrivent trop en avance par rapport aux données. Inversement, lorsque  $T_{asp}$  est trop faible, les simogrammes sont en retard par rapport aux sismogrammes réels. Il est apparu que la valeur  $T_{asp} = 18 \text{ MPa}$  est un bon compromis.

En considérant alors ces paramètres comme constants, j'ai modifié uniquement la contrainte seuil jusqu'à simuler une histoire de la rupture capable de reproduire les données observées. Je montre ici des tests effectués pour  $D_c = 0.8 \text{ m}$ ,  $T_e = 10 \text{ MPa}$ ,  $T_{asp} = 18 \text{ MPa}$ , et pour deux valeurs différentes de  $T_u$  :  $14 \text{ MPa}$  (test 1, Figure 3.19) et  $16 \text{ MPa}$  (test 2, Figure 3.20).

Nous pouvons observer que lorsque  $T_u$  est trop faible, la rupture se propage rapidement, avec des temps de rupture qui ne sont pas en accord avec la cinématique et les sismogrammes synthétiques arrivent trop en avance par rapport à ceux observés. Lorsque la valeur de  $T_u$  est trop élevée, la rupture peut s'arrêter avant même de se propager sur l'ensemble de la faille. C'est une conséquence du fait que  $T_u$  traduit une résistance à la

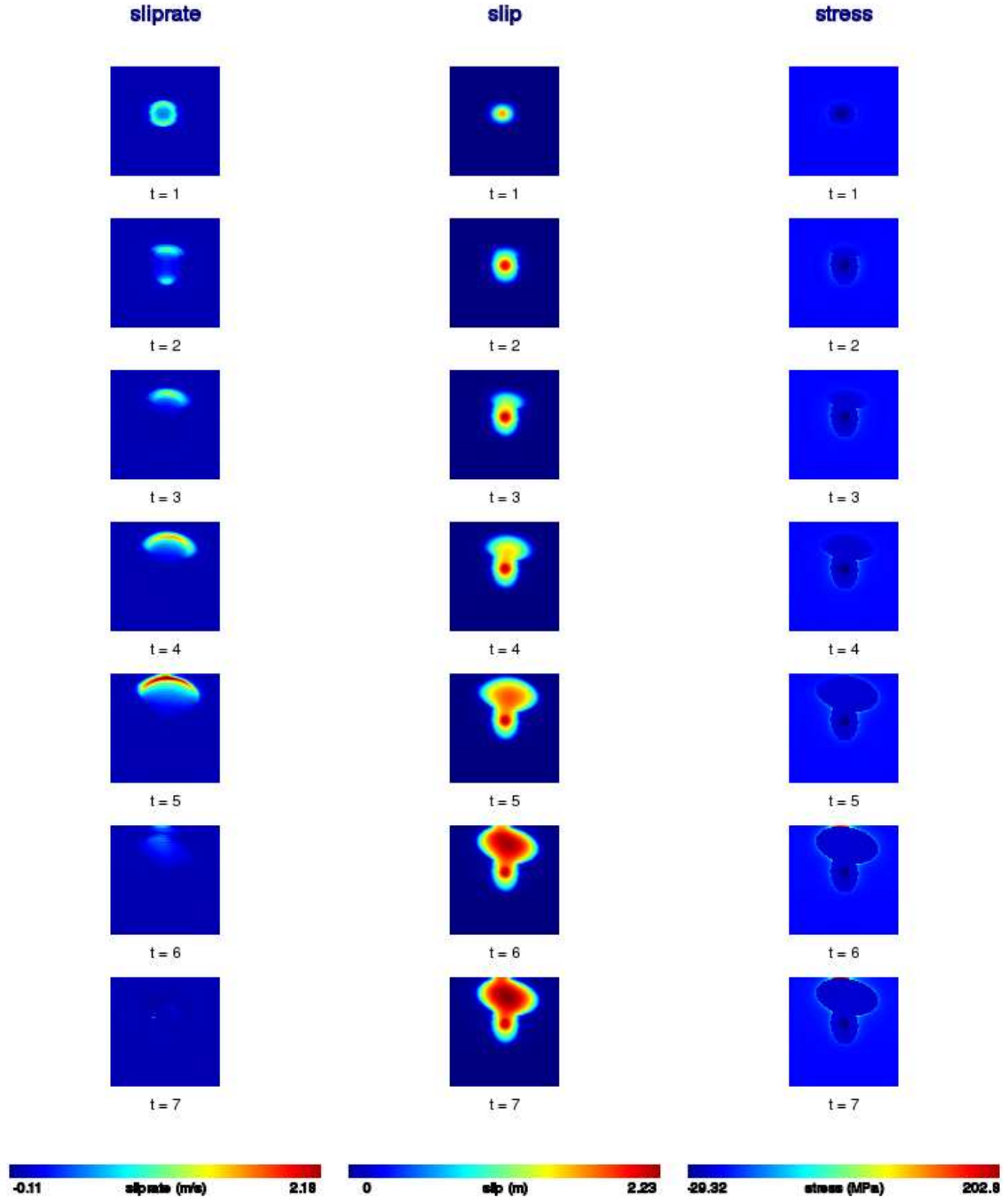


FIGURE 3.19 – Evolution temporelle sur la faille de la vitesse de rupture à gauche, du glissement au centre et de l'état de contrainte à droite, pour le test 1.  $D_c = 0.8 m$ ,  $T_e = 10 MPa$ ,  $T_{asp} = 18 MPa$ ,  $T_u = 14 MPa$ .

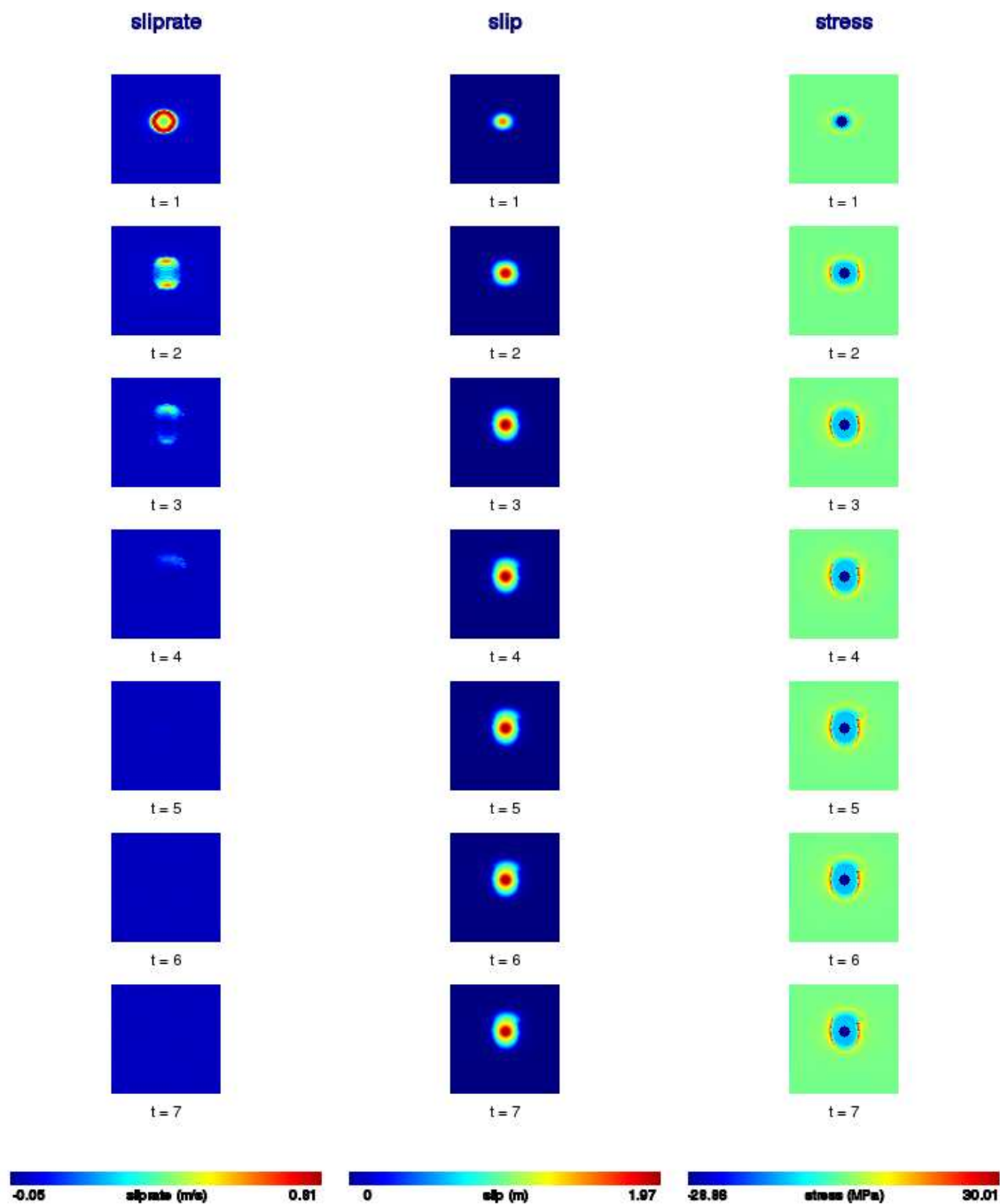


FIGURE 3.20 – Evolution temporelle sur la faille de la vitesse de rupture à gauche, du glissement au centre et de l'état de contrainte à droite, pour le test 2.  $D_c = 0.8\text{ m}$ ,  $T_e = 10\text{ MPa}$ ,  $T_{asp} = 18\text{ MPa}$ ,  $T_u = 16\text{ MPa}$ .

### 3.2. Application au tremblement de terre de Tottori

rupture. A l'issue du processus d'inversion par essai-erreur nous avons trouvé qu'une valeur de  $T_u = 15 \text{ MPa}$  produit une histoire de la rupture qui génère des synthétiques en accord avec les données et un glissement final qui donne un moment sismique compatible avec la magnitude du séisme.

#### Description du meilleur modèle obtenu

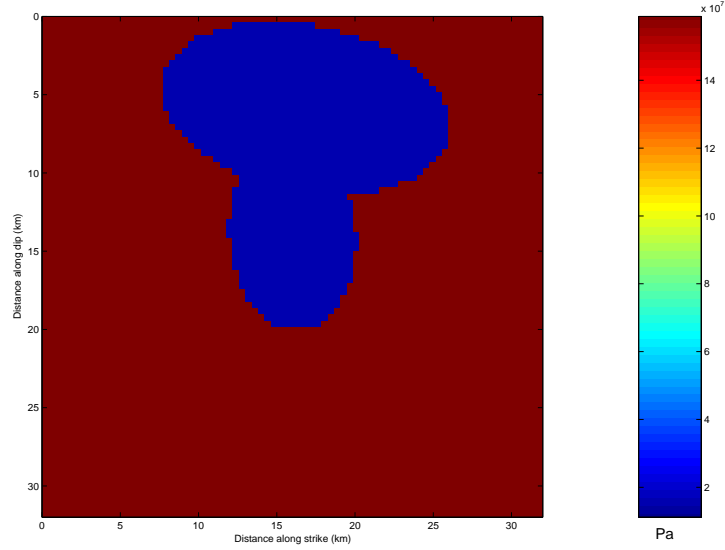


FIGURE 3.21 – Distribution de contrainte seuil pour le meilleur modèle de barrière.

Les paramètres finaux des ellipses choisies comme meilleure solution de l'inversion du modèle de barrière (voir Figure 3.21) sont regroupés dans le Tableau 3.1. Pour ce modèle, le paramètre qui contrôle la rupture  $K = T_e^2 b / (\mu T_u D_c)$  vaut 1.11 pour la première ellipse, une valeur suffisante pour permettre la propagation de la rupture, et vaut 1.44 pour la seconde ellipse.

Patches elliptiques	$a \text{ (km)}$	$b \text{ (km)}$	$\alpha \text{ (rad)}$	$x \text{ (km)}$	$y \text{ (km)}$	$T_u \text{ (MPa)}$
Ellipse 1	6	4	1.5	16	14	15
Ellipse 2	9.2	5.2	0.2	16.8	6	15

TABLE 3.1 – Paramètres des patches elliptiques pour le meilleur modèle de barrière.

## Les résultats d'inversion

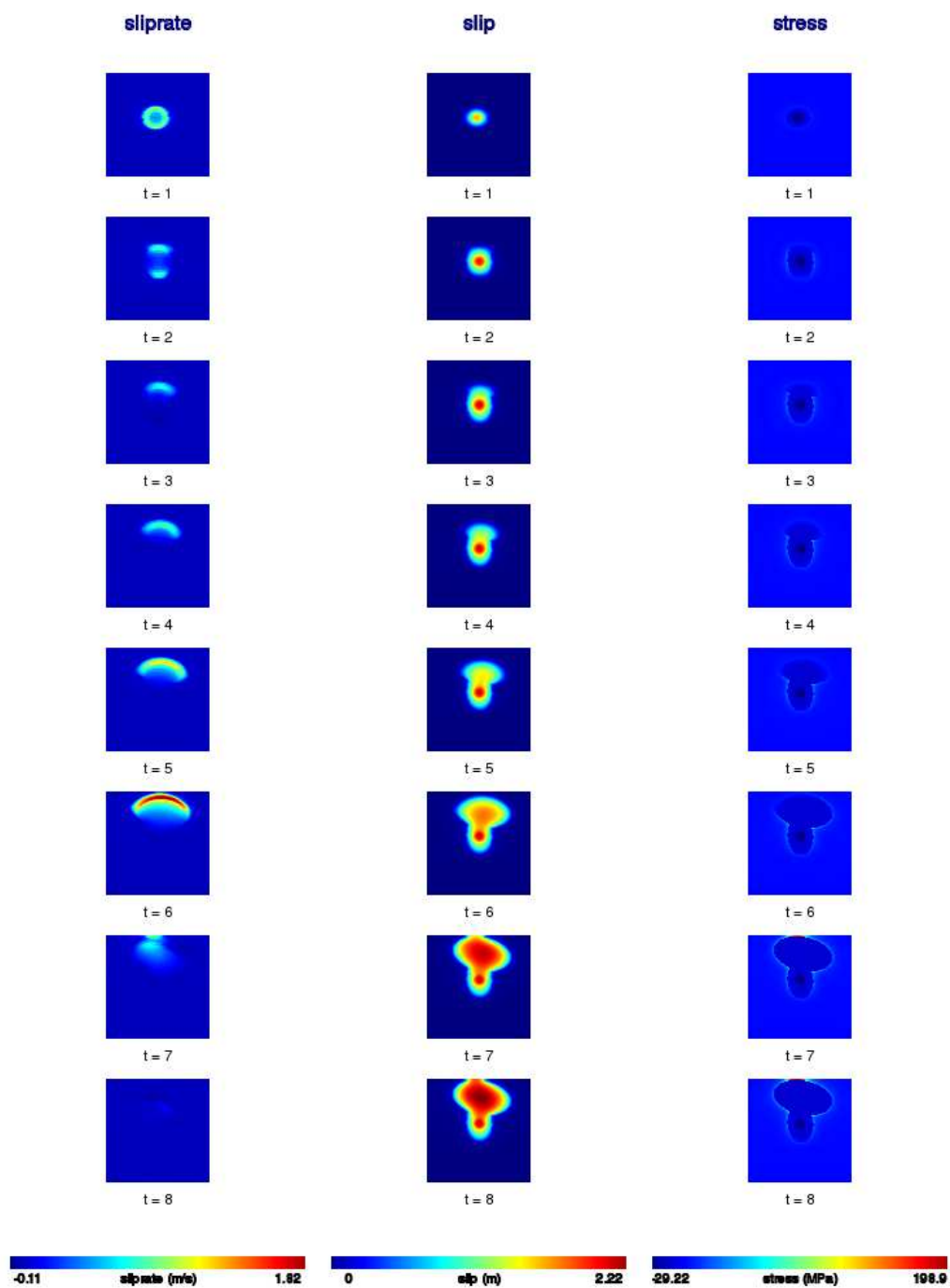


FIGURE 3.22 – Evolution temporelle de la vitesse de rupture, du glissement et de la contrainte sur la faille pour le meilleur modèle de barrière.

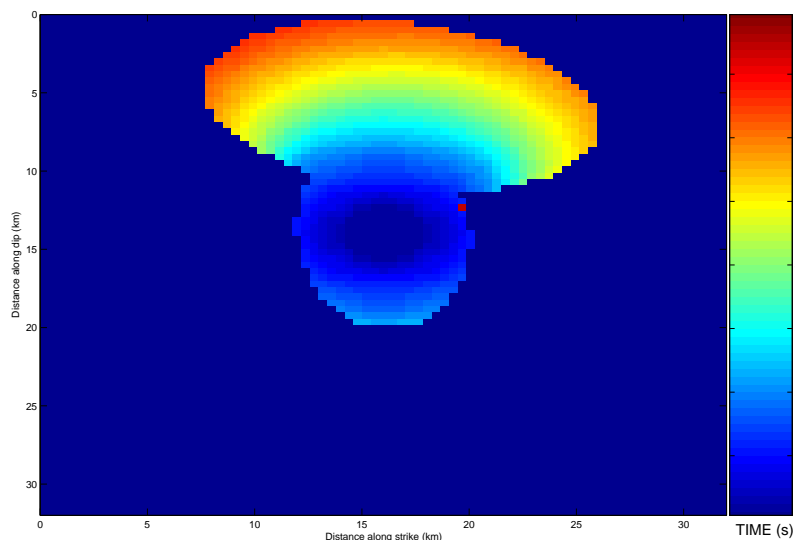


FIGURE 3.23 – Temps de rupture pour le meilleur modèle de barrière.

L'évolution temporelle de la vitesse de rupture, du glissement et de la contrainte pour le meilleur modèle de barrière est représentée à la Figure 3.22. La rupture commence près de l'hypocentre et se propage très lentement vers la deuxième ellipse, localisée à une profondeur de 6 km environ. A ce moment le système possède une énergie suffisante pour que la rupture se propage latéralement pour enfin s'arrêter en générant une large phase d'arrêt (voir Figure 3.23).

Le glissement final du modèle (voir Figure 3.24) est faible autour de l'hypocentre pour devenir de plus en plus fort vers la surface, en accord avec plusieurs modèles cinématiques décrits brièvement au Chapitre 1. Le glissement maximal est de 2 m environ, distribué sur les deux patchs elliptiques. A partir de ce glissement final nous avons calculé le moment sismique  $M_0 = 9,8 \cdot 10^{18} \text{ N.m}$ , cette fois encore compatible avec une magnitude  $M_w = 6.6$ .

La chute de contrainte à l'intérieur de la zone de rupture (Figure 3.25) est de l'ordre de 10 MPa. Cette valeur très élevée est due à la faible taille de l'ellipse la plus importante, la seconde ellipse, dont les paramètres sont donnés dans le Tableau 3.1. Cette chute de contrainte est similaire à celle estimée par Dalguer *et al.* (2002) [92] et Mikumo *et al.* (2003) [91] à partir de modèles cinématiques.

Pour ce meilleur modèle,  $T_u = 15 \text{ MPa}$  et  $D_c = 0.8 \text{ m}$ . A partir de ces valeurs on calcule l'énergie de relaxation  $G_c = \frac{1}{2} T_u D_c = 6 \text{ MJ/m}^2$ . L'énergie totale de rupture est donc de  $12,6 \cdot 10^8 \text{ MJ}$ . Cette valeur peut sembler élevée en particulier pour un tremblement de terre d'une magnitude  $M_w = 6.6$ . Toutefois récemment Mikumo et Fukuyama (2006) [95] ont estimé l'énergie de relaxation pour le séisme de Tottori à partir d'une nouvelle définition donnée par Fukuyama (2005) [96]. Ils ont obtenu une énergie de rupture moyenne (*average fracture energy*) de l'ordre de  $2,5 \cdot 10^8 \text{ MJ}$  et une énergie près de la source (*near-source energy*) de l'ordre de  $5,9 \cdot 10^8 \text{ MJ}$ , valeurs qui sont du même ordre de grandeur que nos propres estimations.

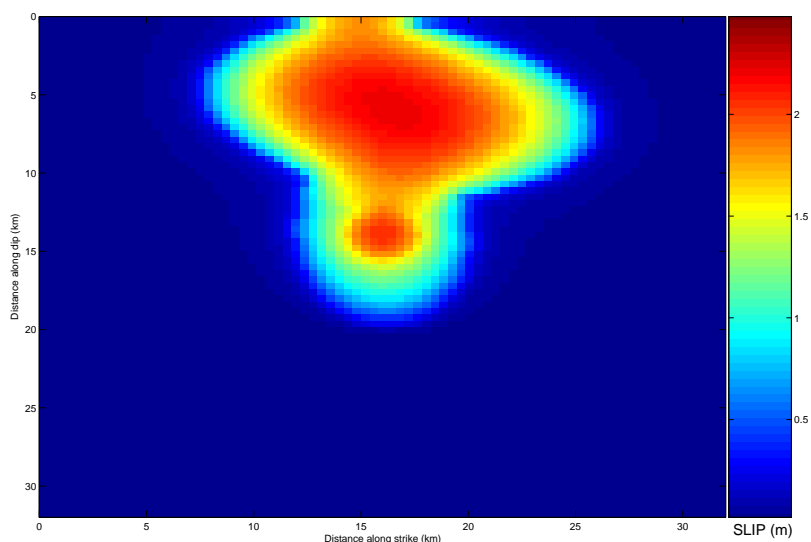


FIGURE 3.24 – Distribution de glissement final sur la faille produit par le meilleur modèle de barrière, à comparer à la Figure 3.21.

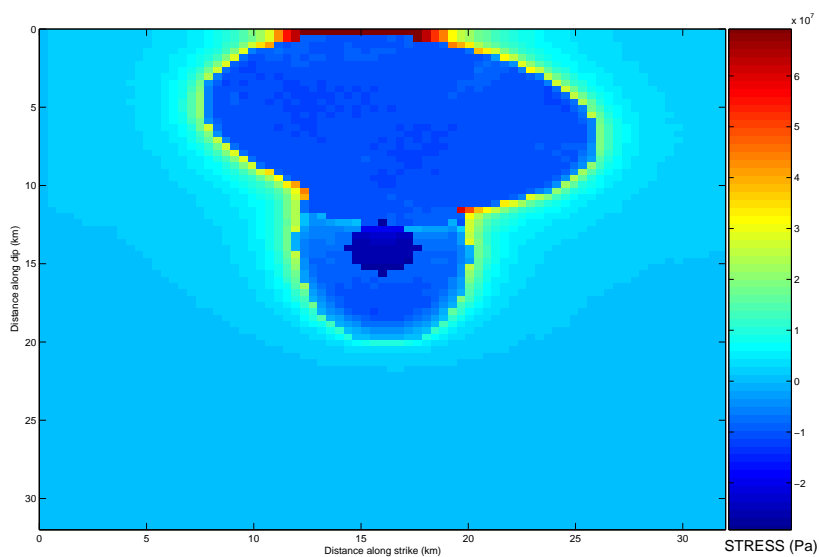


FIGURE 3.25 – Chute de contrainte pour le meilleur modèle de barrière.

En pratique, il n'est pas possible de réduire cette valeur, puisque la propagation de la rupture est contrôlée par le rapport entre l'énergie disponible et l'énergie nécessaire pour rompre (Madariaga et Olsen (2000) [11]). Si l'on réduisait la valeur de  $G_c$ , la vitesse de rupture deviendrait trop élevée et les synthétiques seraient trop en avance par rapport

### 3.2. Application au tremblement de terre de Tottori

aux données observées.

Le processus de rupture de notre meilleur modèle est similaire à celui calculé par Peyrat et Olsen (2004) [90] par inversion dynamique avec l'algorithme NA, avec une rupture qui se propage graduellement vers la partie supérieure de la faille, pour s'arrêter avant d'atteindre la surface. Ils ont trouvé pour leur meilleur modèle une chute de contrainte maximale de  $5\text{ MPa}$  et un glissement maximum de  $2\text{ m}$ , valeurs similaires à celle que nous avons calculées. Leur chute de contrainte est plus faible que la nôtre car la surface de leur zone de rupture est beaucoup plus grande que la nôtre.

#### Modélisation des sismogrammes en déplacement

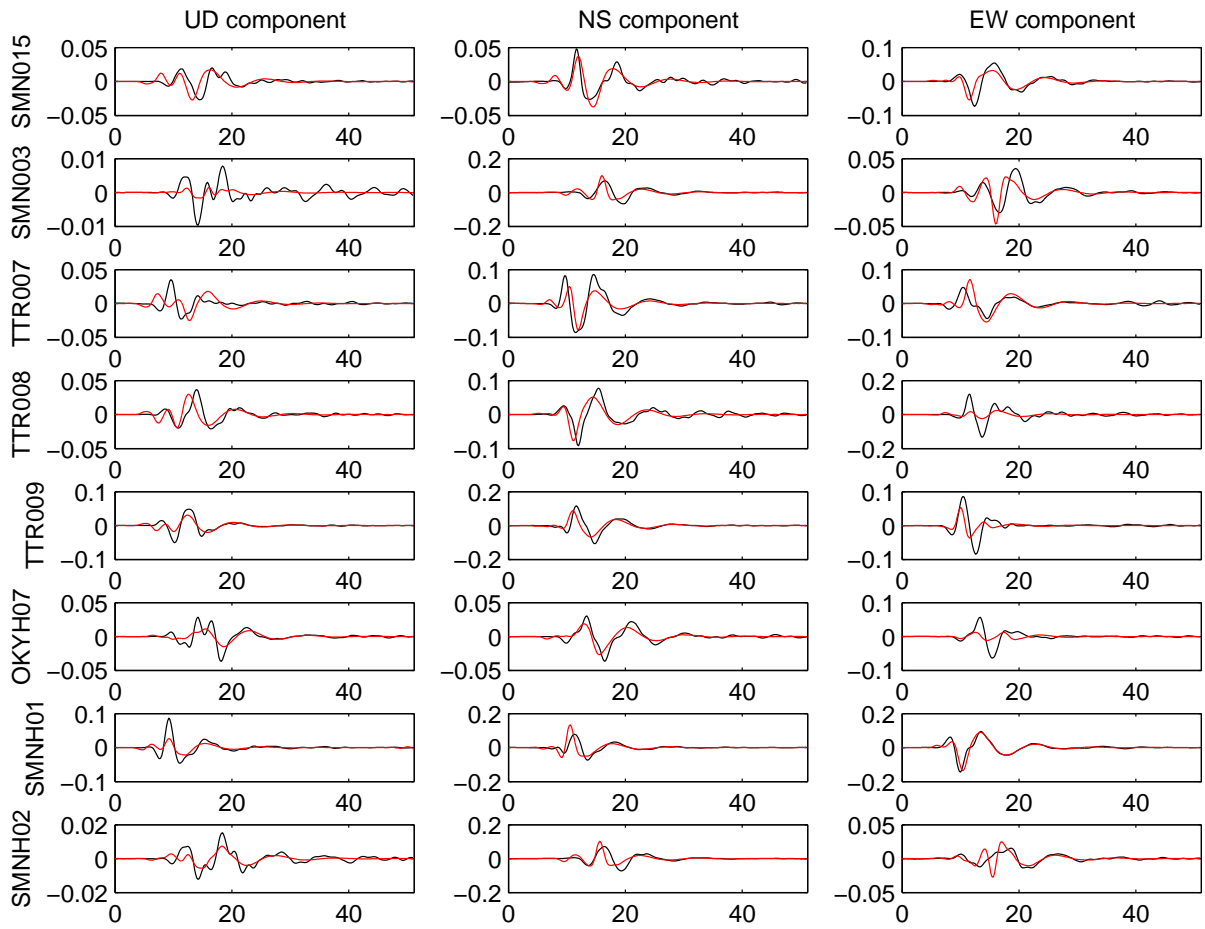


FIGURE 3.26 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés (en noir) et calculés (en rouge) à partir du modèle dynamique final de barrière obtenu pour le séisme de Tottori. La fenêtre temporelle est de  $50\text{ s}$  et l'échelle d'amplitude est en mètres.  $\chi^2 = 0.56$ .

La figure 3.26 montre la modélisation des déplacements du sol calculés pour ce modèle dynamique final avec une contrainte seuil hétérogène, pour les trois composantes  $EW$ ,  $NS$ ,  $UD$ . Les amplitudes et les temps d'arrivée sont bien reproduits par les synthétiques, confirmant que notre inversion dynamique a convergé vers un modèle de rupture réaliste.



En outre, on constate que l'ajustement obtenu ici ( $\chi^2 = 0.56$ ) est meilleur que pour le modèle d'aspérité ( $\chi^2 = 0.91$ ).

### Conclusion

Nous avons trouvé un second modèle dynamique pour le séisme de Tottori. Le glissement final correspond à un moment sismique compatible avec la magnitude du séisme. Les sismogrammes synthétiques reproduisent de façon très satisfaisante les données de mouvement fort ( $\chi^2 = 0.56$ ). L'accord trouvé est meilleur que pour le modèle mixte précédent. Toutefois, l'accord reste moins bon que pour l'inversion cinématique, pour laquelle l'erreur relative était  $\chi^2 = 0.29$ .

## Conclusion

Dans ce Chapitre, nous avons étendu la méthode d'approximation elliptique utilisée au Chapitre 1 dans le cas cinématique au cas des inversions dynamiques. Nous l'avons validé en l'appliquant au séisme de Tottori, dans le cadre des deux modèles idéaux d'aspérité et de barrière. L'inversion a été dans ce premier temps réalisée à la main, par essai-erreur, ce qui nous a permis de confirmer la rapidité et l'efficacité de la méthode. Notons que disposer d'un modèle cinématique de départ bien contraint est un atout décisif pour converger rapidement vers une solution. Comme il est néanmoins très difficile et fastidieux d'explorer tout l'espace des paramètres dynamiques par essai-erreur, nous automatiserons cette technique au Chapitre suivant.

La comparaison des modèles d'aspérité et de barrière montre que ce dernier permet d'obtenir un accord significativement meilleur avec les données de mouvement fort. Il a par ailleurs été impossible d'utiliser un pur modèle d'aspérité permettant de retrouver la magnitude  $M_w = 6.6$  du séisme de Tottori. Dans ce cadre, nos résultats représentent un argument fort en faveur d'un modèle de barrière plutôt qu'un modèle d'aspérité pour le séisme de Tottori.

La méthode décrite ici pourra être utilisée dans le futur pour déterminer avec un faible coût de calcul les paramètres dynamiques de la rupture d'autres grands séismes, comme la chute de contrainte ou l'énergie de fracture. Pour Tottori, nous avons obtenu une énergie de fracture relativement élevée pour un séisme de cette magnitude mais restant du même ordre de grandeur que celle calculé par d'autres études. Pour des séismes plus petits, la méthode pourra être directement adaptée en n'utilisant qu'un seul patch elliptique.

# Chapitre 4

## Inversion dynamique avec l'algorithme de voisinage

### Introduction

Au Chapitre 3, j'ai présenté une méthode d'inversion dynamique par approximation de la source en patchs elliptiques par essai-erreur. Nous avons illustré son application au cas du tremblement de terre de Tottori pour les deux modèles idéaux d'aspérité et de barrière. Dans ce Chapitre, nous automatisons la technique d'inversion en utilisant l'algorithme de voisinage (NA) et nous l'appliquons uniquement au modèle de barrière. En effet, c'est le modèle de barrière qui a permis de reproduire au mieux les données de mouvement fort du séisme de Tottori lors de l'inversion par essai-erreur. Je vais présenter ici les résultats de l'inversion dynamique avec l'NA, obtenus en modélisant la contrainte seuil par deux patchs elliptiques. Je décrirai d'abord la méthode d'inversion puis les résultats obtenus lorsque l'on augmente le nombre de paramètres inversés.

### 4.1 La méthode

Au Chapitre 3, nous avons montré comment modéliser la contrainte seuil pour le modèle de barrière, par une méthode d'essai-erreur. Il s'agit maintenant de rendre automatique l'inversion en utilisant l'algorithme de voisinage déjà utilisé au Chapitre 1 pour l'inversion cinématique. Dans ce cas idéal du modèle de barrière on suppose que la distribution de la contrainte initiale  $T_e$  sur la faille est uniforme et que la propagation de la rupture est contrôlée par la non-uniformité des paramètres de la loi de frottement. On suppose que le glissement critique  $D_c$  de la loi de frottement est uniforme alors que la contrainte seuil  $T_u$  est hétérogène :  $T_u(x, y)$  est modélisée par deux patchs elliptiques ayant une valeur de contrainte homogène, prise identique pour les deux ellipses. La rupture ne peut se produire qu'à l'intérieur de ces ellipses. Les valeurs de  $T_u$ ,  $T_e$ ,  $T_{asp}$  et  $D_c$  seront prises égales à celles obtenues pour le meilleur modèle de barrière présenté au Chapitre 3 :  $T_u = 15 \text{ MPa}$ ,  $T_e = 10 \text{ MPa}$ ,  $T_{asp} = 18 \text{ MPa}$  et  $D_c = 0.8 \text{ m}$ .

Pour chaque ellipse cinq paramètres décrivent la distribution de la contrainte seuil : les deux coordonnées du centre de l'ellipse, la longueur des deux axes et un angle d'orientation.

La propagation de la rupture dynamique est modélisée en 3 dimensions, sur une faille plane verticale décrochante perpendiculaire à l'axe  $y$  en utilisant la même méthode de différences finies du quatrième ordre que celle exposée au Chapitre 2 et utilisé au Chapitre 3 pour l'inversion dynamique à la main. Pour la suite, toutes les modélisations sont réalisées avec les paramètres fixes suivants : la grille numérique est de  $80 \times 80 \times 80$  points, correspondant à la faille plane verticale de  $32 \times 32 \text{ km}$ . Les discrétisations temporelle et spatiale sont respectivement de  $0.02 \text{ s}$  et de  $400 \text{ m}$ . Le nombre de points de cette simulation dynamique est donc le même que celui utilisé dans le modèle de barrière étudié précédemment. Nous utilisons aussi la même profondeur de l'hypocentre et le même modèle unidimensionnel de vitesses.

Cette méthode d'inversion par approximation elliptique de la contrainte de seuil a été couplée à l'algorithme de voisinage NA pour chercher la solution qui reproduit au mieux les sismogrammes observés dans le cas du séisme de Tottori. Pour chaque scénario de rupture généré par l'algorithme, les sismogrammes synthétiques en déplacement sont ensuite modélisés en utilisant le même programme AXITRA modifié que celui utilisé au Chapitre 3. En ce qui concerne le choix des données à utiliser lors de l'inversion, nous utilisons aussi les mêmes stations, dont les signaux seront traités avec le même filtre.

Pour tester la méthode, j'ai augmenté progressivement le nombre de paramètres à inverser, en partant de la solution obtenue par essai-erreur. J'ai commencé par inverser seulement la longueur des axes de chaque ellipse (4 paramètres). Puis j'ai ajouté soit l'inversion de l'angle d'orientation (6 paramètres) soit celle des deux coordonnées du centre de chaque ellipse (8 paramètres). La méthode a été programmée pour fonctionner sur un ordinateur à un seul processeur. Le temps de calcul est donc très élevé mais il sera possible de le réduire en utilisant un code parallélisé MPI (Message Passing Interface).

### 4.2 Inversion à 4 paramètres

Dans cette première inversion, la position, l'angle et l'amplitude  $T_u$  dans chaque ellipse sont fixés et correspondent aux valeurs du meilleur modèle de barrière obtenu par essai-erreur au Chapitre 3 (voir Table 3.1). L'NA recherche ainsi la solution en inversant seulement les axes de chaque ellipse. Les résultats ont été obtenus par inversion avec l'NA après un total de 125 itérations, pour un nombre de 1008 modèles, au terme desquelles la convergence a été atteinte. Le nombre de modèles pour la première itération est de 8 et le nombre de modèles calculés pour chaque itération suivante est  $n_s = 8$ . Le nombre des cellules de Voronoi dans lesquelles sont générés chaque fois les nouveaux modèles est  $n_r = 4$ .

L'inversion dans ce cas converge rapidement (voir Figure 4.1), après environ  $15 \text{ h}$  de calcul, vers une distribution de contrainte de seuil (voir Figure 4.2) très similaire à celle montrée au Chapitre précédent pour l'inversion à la main avec le modèle à barrière. Le scénario de rupture correspondant est représenté à la Figure 4.3. La rupture commence près de l'hypocentre et se propage rapidement vers la deuxième ellipse, localisée près de la surface. A ce moment le système possède une énergie suffisante pour que la rupture se propage latéralement pour enfin s'arrêter après un temps total de rupture de  $7.8 \text{ s}$ .

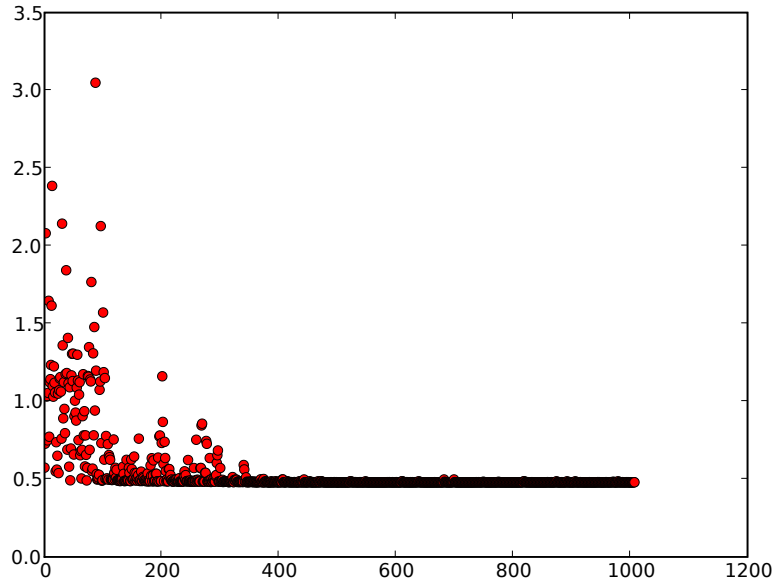


FIGURE 4.1 – Convergence de l’algorithme NA pour l’inversion à 4 paramètres. Pour chaque modèle calculé, on montre la valeur du misfit (norme  $L^2$  normalisée) entre les données observées et synthétiques. L’algorithme a convergé dès le 360ème modèle.  $\chi^2 = 0.48$ .

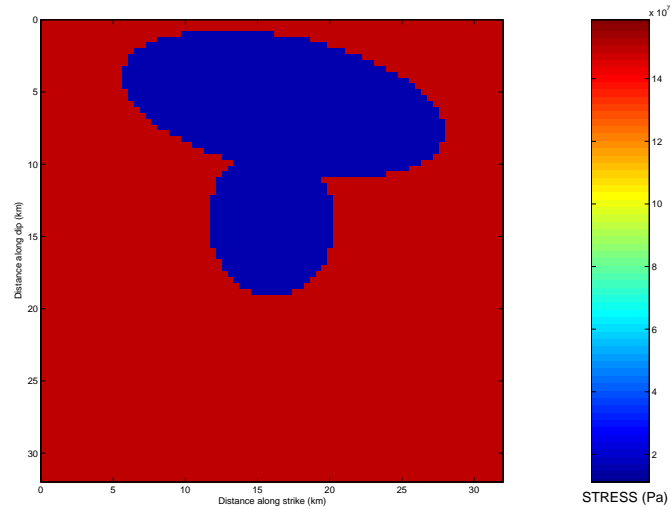


FIGURE 4.2 – Distribution de la contrainte seuil vers laquelle l’inversion à 4 paramètres a convergé.

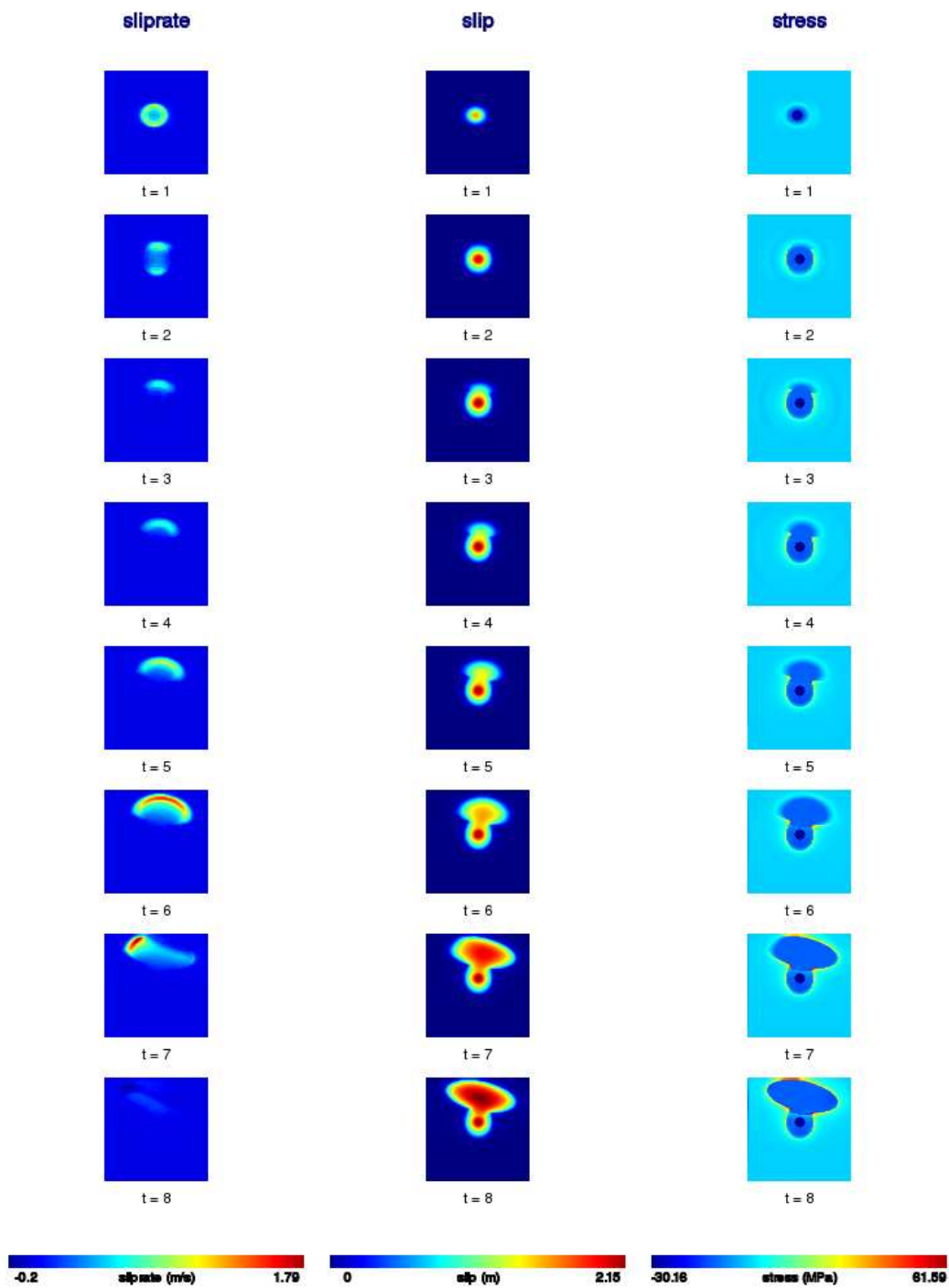


FIGURE 4.3 – Evolution temporelle de la vitesse de glissement à gauche, du glissement au centre et de la contrainte à droite vers lesquelles l'inversion à 4 paramètres a convergé.

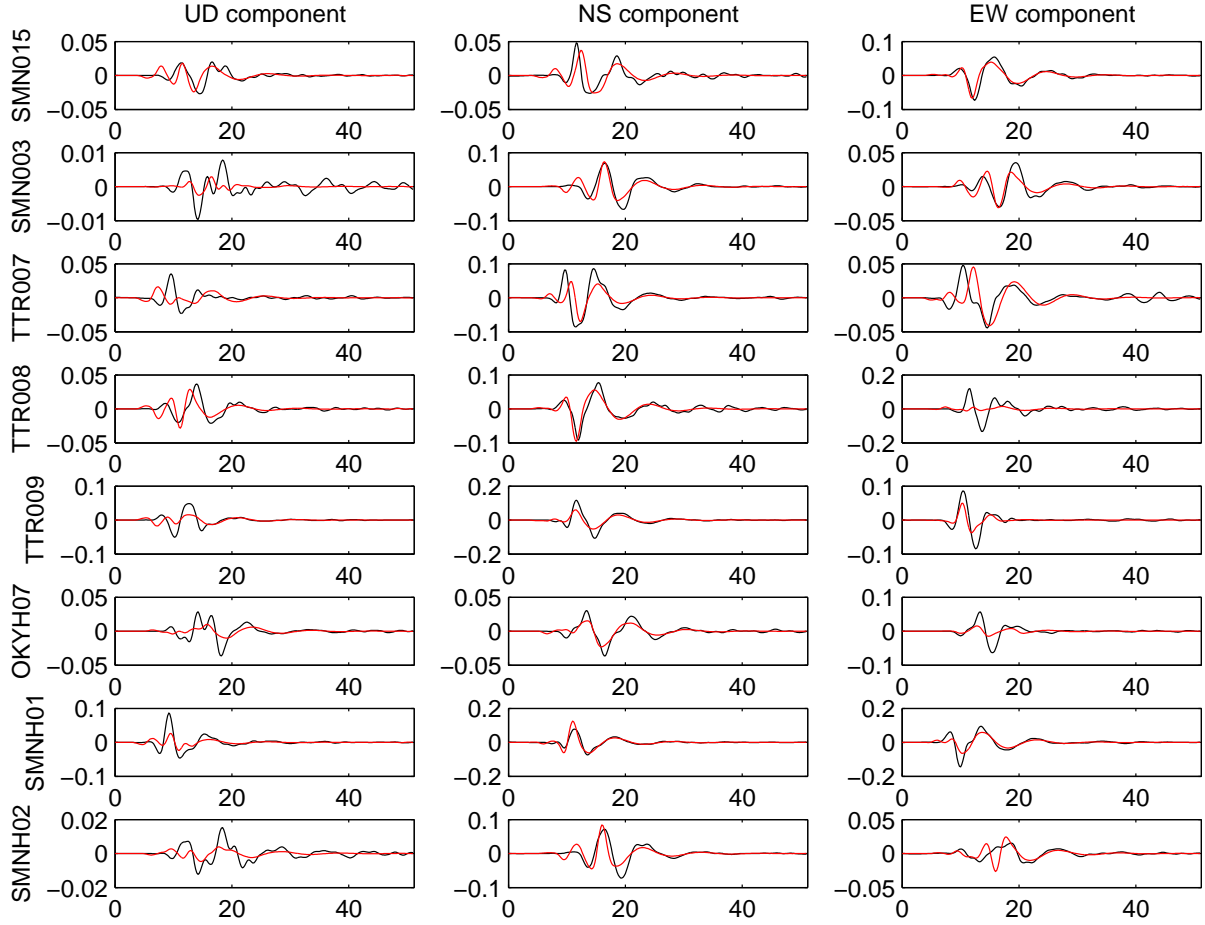


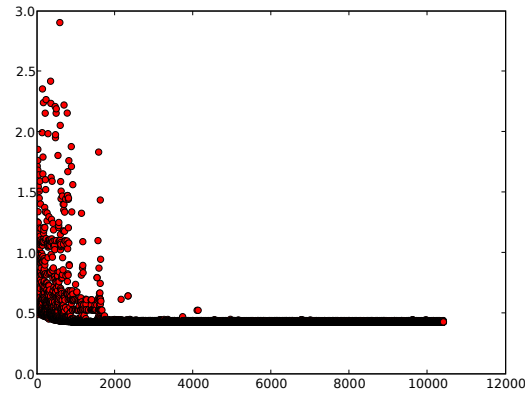
FIGURE 4.4 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés (en noir) et calculés (en rouge) pour l’inversion à 4 paramètres. La fenêtre temporelle est de 50 s et l’échelle d’amplitude est en mètres.  $\chi^2 = 0.48$ .

La Figure 4.4 montre les déplacements du sol calculés pour le modèle dynamique final de l’inversion, pour les trois composantes *EW*, *NS*, *UD*. Pour ce modèle le misfit global calculé avec la norme  $L^2$  normalisée entre les données observées et synthétiques correspond à  $\chi^2 = 0.48$ , valeur inférieure à celle obtenue par inversion à la main. Cependant pour certaines stations, en particulier *TTR007* pour la composante *EW*, les données synthétiques arrivent légèrement en retard par rapport aux observées. D’autre part, l’amplitude de la composante *EW* des stations *TTR008* et *OKYH07* est trop faible.

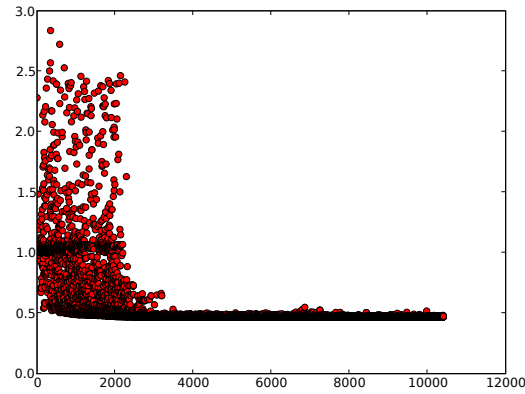
Pour tenter d’améliorer l’accord entre synthétiques et observées, nous avons augmenté le nombre de paramètres à inverser, avec deux approches. Pour l’inversion à 6 paramètres (modèle A) on ajoute deux degrés de liberté : l’angle d’orientation de chaque ellipse. Pour l’inversion à 8 paramètres (modèle B) on ajoute 4 degrés de liberté : les deux coordonnées du centre de chaque ellipse. Les paramètres qui sont fixés correspondent aux valeurs du meilleur modèle de barrière obtenu par essai-erreur au Chapitre 3 (voir Table 3.1).

### 4.3 Inversions à 6 et 8 paramètres

Pour les modèles A et B, comme le nombre de degrés de liberté est plus important, nous avons dû augmenter le nombre d'itérations de l'NA pour obtenir la convergence. Les résultats ont été obtenus par inversion avec l'NA après un total de 1300 itérations, pour un nombre de 10408 modèles. Le nombre de modèles pour la première itération est de 8 et le nombre de modèles calculés pour chaque itération suivante est  $n_s = 8$ . Le nombre des cellules de Voronoi dans lesquelles sont générés chaque fois les nouveaux modèles est  $n_r = 4$ .



(a)



(b)

FIGURE 4.5 – Convergence de l'algorithme NA pour (a) le modèle A à 6 paramètres ( $\chi^2 = 0.42$ ) (b) le modèle B à 8 paramètres ( $\chi^2 = 0.46$ ). Pour chaque modèle calculé, on montre la valeur du misfit (norme  $L^2$ ) entre les données observées et synthétiques.

La Figure 4.5 nous permet de constater que pour le modèle A la convergence est réalisée en pratique après environ 250 itérations (2000 modèles). Pour le modèle B l'algorithme a oscillé entre deux solutions possibles de misfit respectifs environ 1 et 0.5 durant

environ 375 itération, avant de converger. Dans les deux cas, le temps de calcul est d'environ une semaine sur un processeur unique du cluster du Laboratoire de Géologie de l'ENS.

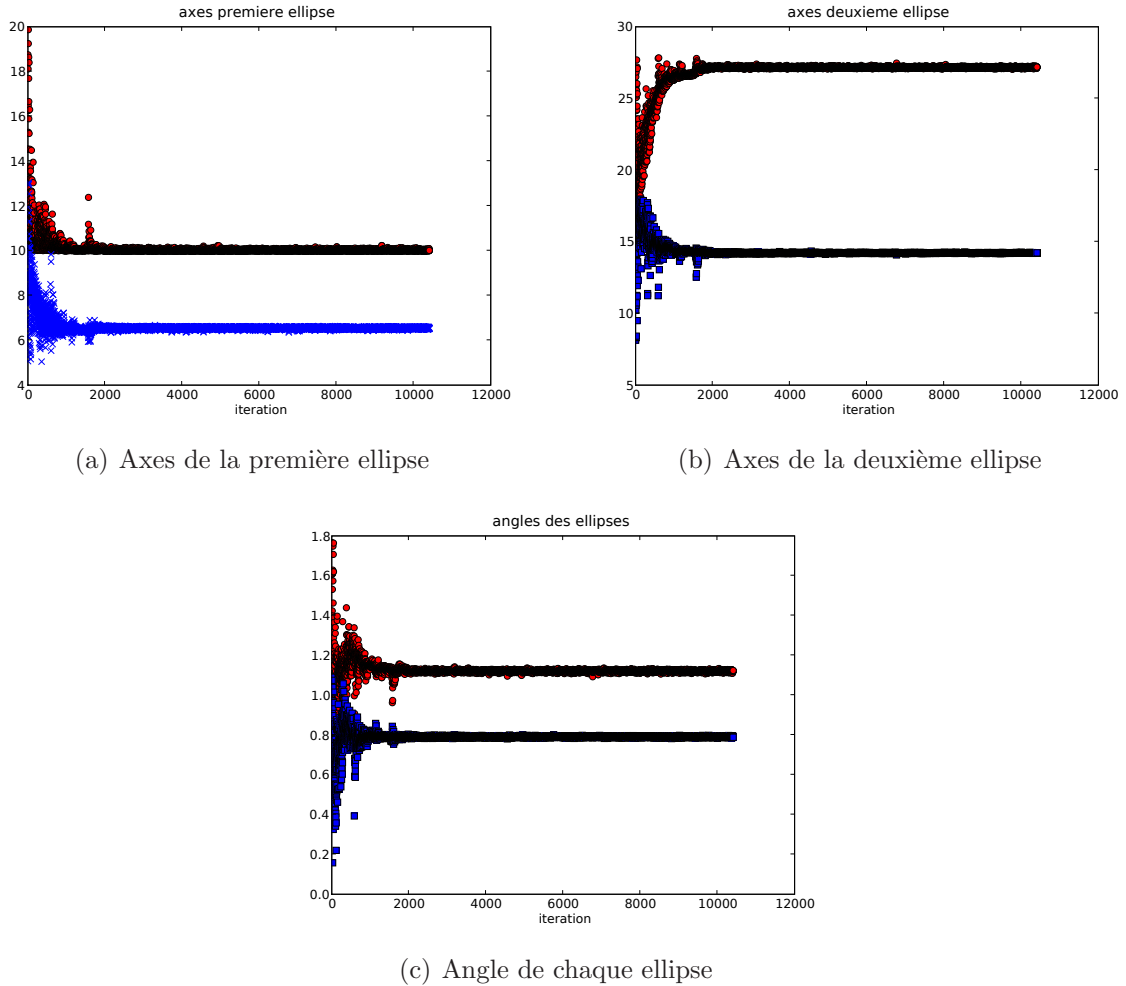


FIGURE 4.6 – Convergence de l'NA pour l'inversion à 6 paramètres. (a) Axes de la première ellipse (en  $m$ ) (b) Axes de la seconde ellipse (en  $m$ ) (c) Angle de chaque ellipse (première ellipse en rouge, seconde en bleu) en degrés. Pour chaque figure, l'axe des ordonnées s'étend sur tout l'intervalle de valeurs possibles pour les paramètres à inverser.

La Figure 4.6 montre plus en détail la convergence pour chacun des 6 paramètres qui ont été inversés pour le modèle A et la Figure 4.7 montre la convergence pour chacun des 8 paramètres inversés pour le modèle B. Les valeurs finales des paramètres inversés par l'NA pour ces modèles sont représentées dans les Tableaux 4.1 et 4.2. Nous observons que l'NA cherche la solution d'abord dans tout l'espace des paramètres, pour ensuite converger vers les valeurs qui permettent d'obtenir le meilleur accord entre les synthétiques et les données de mouvement fort.



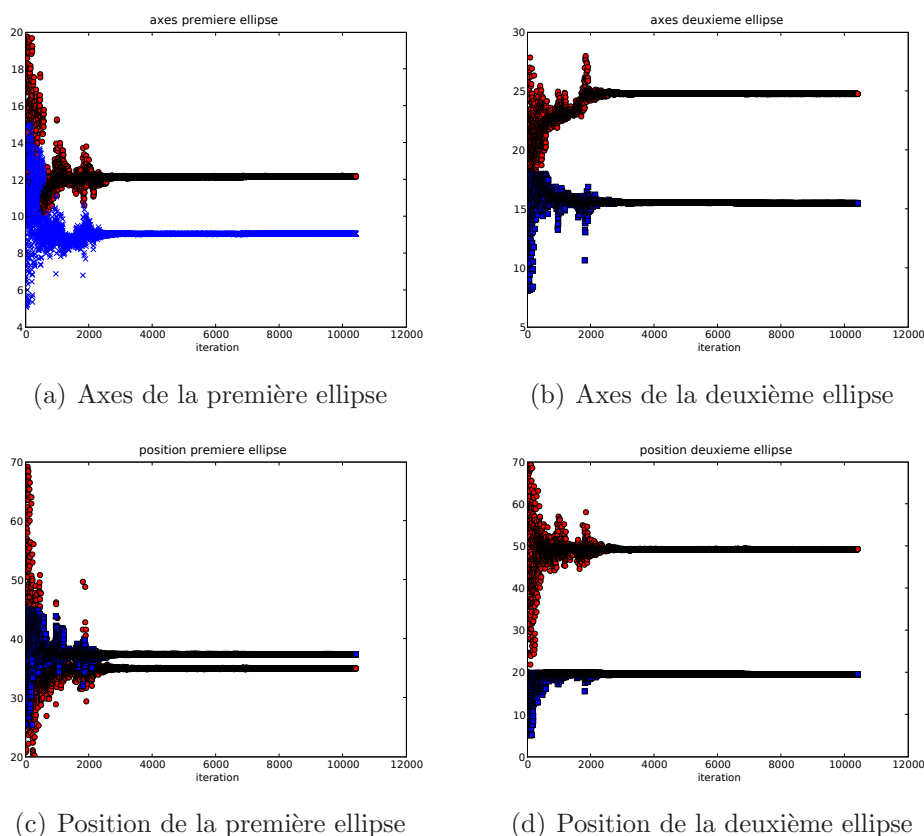


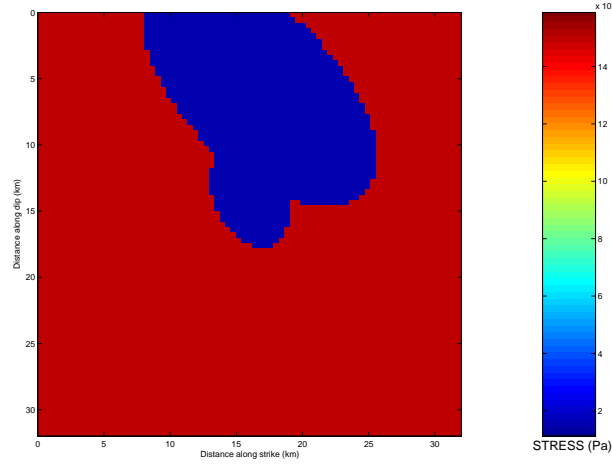
FIGURE 4.7 – Convergence de l'NA pour l'inversion à 8 paramètres. (a) Axes de la première ellipse (en  $m$ ) (b) Axes de la seconde ellipse (en  $m$ ) (c) Position de la première ellipse ( $x$  en rouge,  $y$  en bleu). (d) Position de la seconde ellipse ( $x$  en rouge,  $y$  en bleu). Pour chaque figure, l'axe des ordonnées s'étend sur tout l'intervalle de valeurs possibles pour les paramètres à inverser.

Patches elliptiques	a ( $km$ )	b ( $km$ )	$\alpha$ (deg)
Ellipse 1	10	6.5	11
Ellipse 2	27	14	79

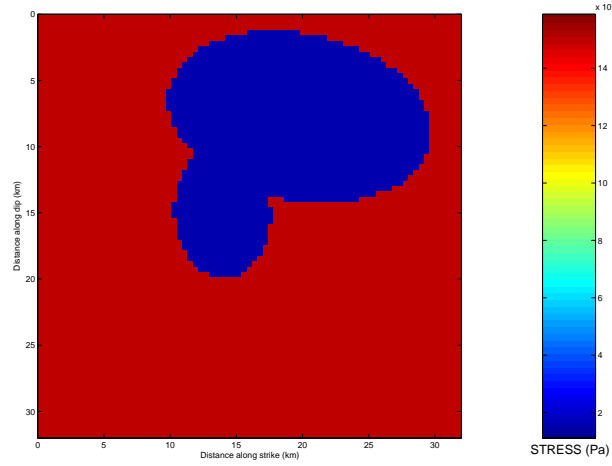
TABLE 4.1 – Paramètres finaux des ellipses après l'inversion avec l'NA pour l'inversion à 6 paramètres (modèle A)

Patches elliptiques	a ( $km$ )	b ( $km$ )	x ( $km$ )	y ( $km$ )
Ellipse 1	12	9	14	14.9
Ellipse 2	24	15	19	7.6

TABLE 4.2 – Paramètres finaux des ellipses après l'inversion avec l'NA pour l'inversion à 8 paramètres (modèle B)



(a)



(b)

FIGURE 4.8 – Distribution de la contrainte seuil obtenue avec l'NA pour (a) le modèle A à 6 paramètres (b) le modèle B à 8 paramètres.

A partir de la contrainte seuil (voir Figure 4.8), on peut noter de façon intéressante que les deux modèles obtenus sont significativement différents et peuvent être vus comme deux scénarios possibles pour la rupture (voir Figures 4.9 et 4.10). Pour les deux modèles, la première ellipse, localisée près de l'hypocentre, est associée à une amplitude de glissement d'environ  $2\text{ m}$  (voir Figure 4.11). Les principales différences concernent la seconde ellipse. Pour le modèle A elle a pour amplitude  $2\text{ m}$  et s'étend jusqu'à la surface. En revanche, pour le modèle B, elle est localisée plus au Sud de  $20\text{ km}$  et plus en profondeur, avec une amplitude de glissement de  $2.5\text{ m}$ . Les valeurs de chute de contrainte générée par ces deux modèles, elles, sont assez similaires comme nous pouvons le voir sur la Figure 4.12.

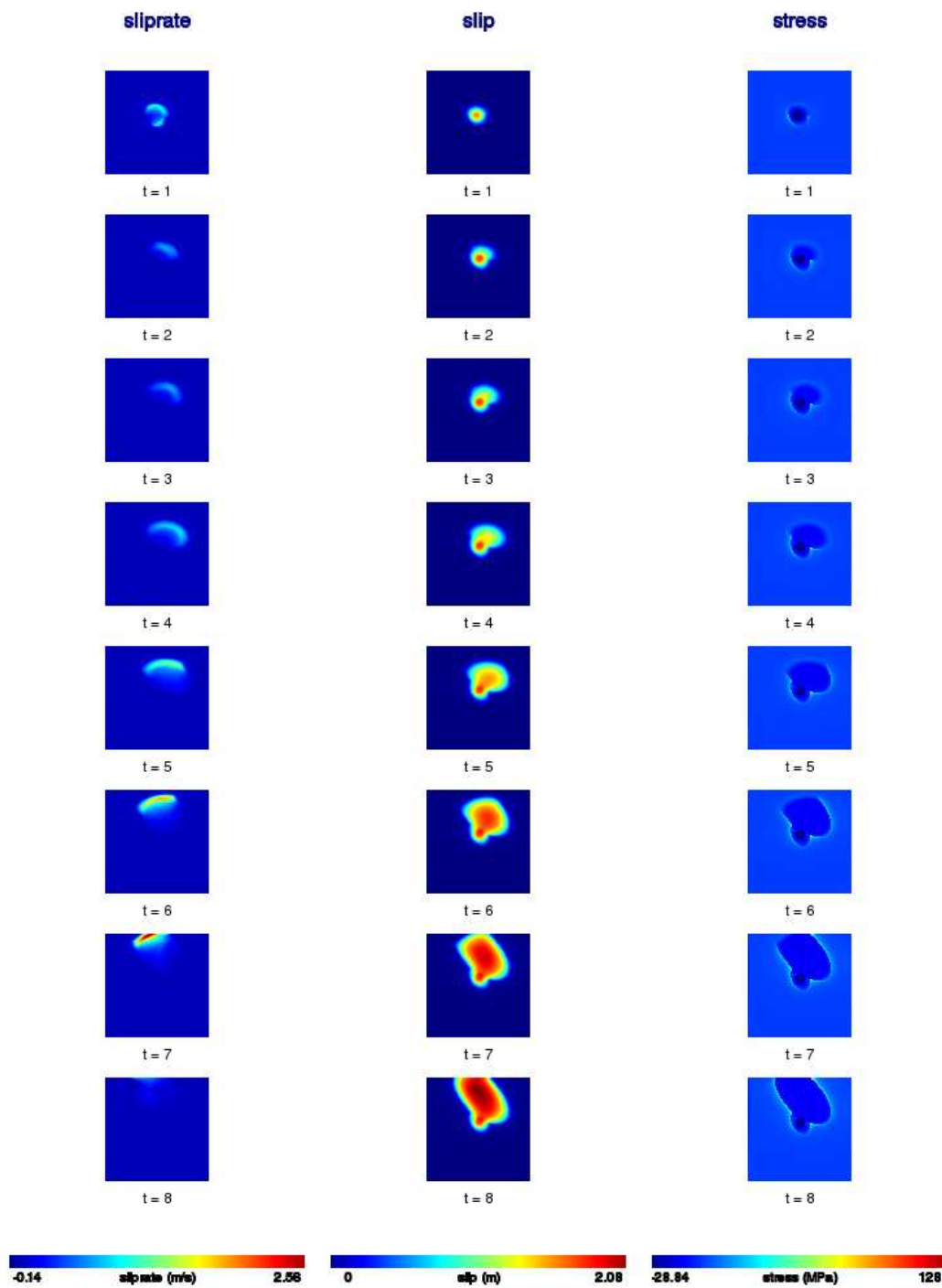


FIGURE 4.9 – Evolution temporelle de la vitesse de glissement à gauche, du glissement au centre et de la contrainte à droite pour le modèle A.

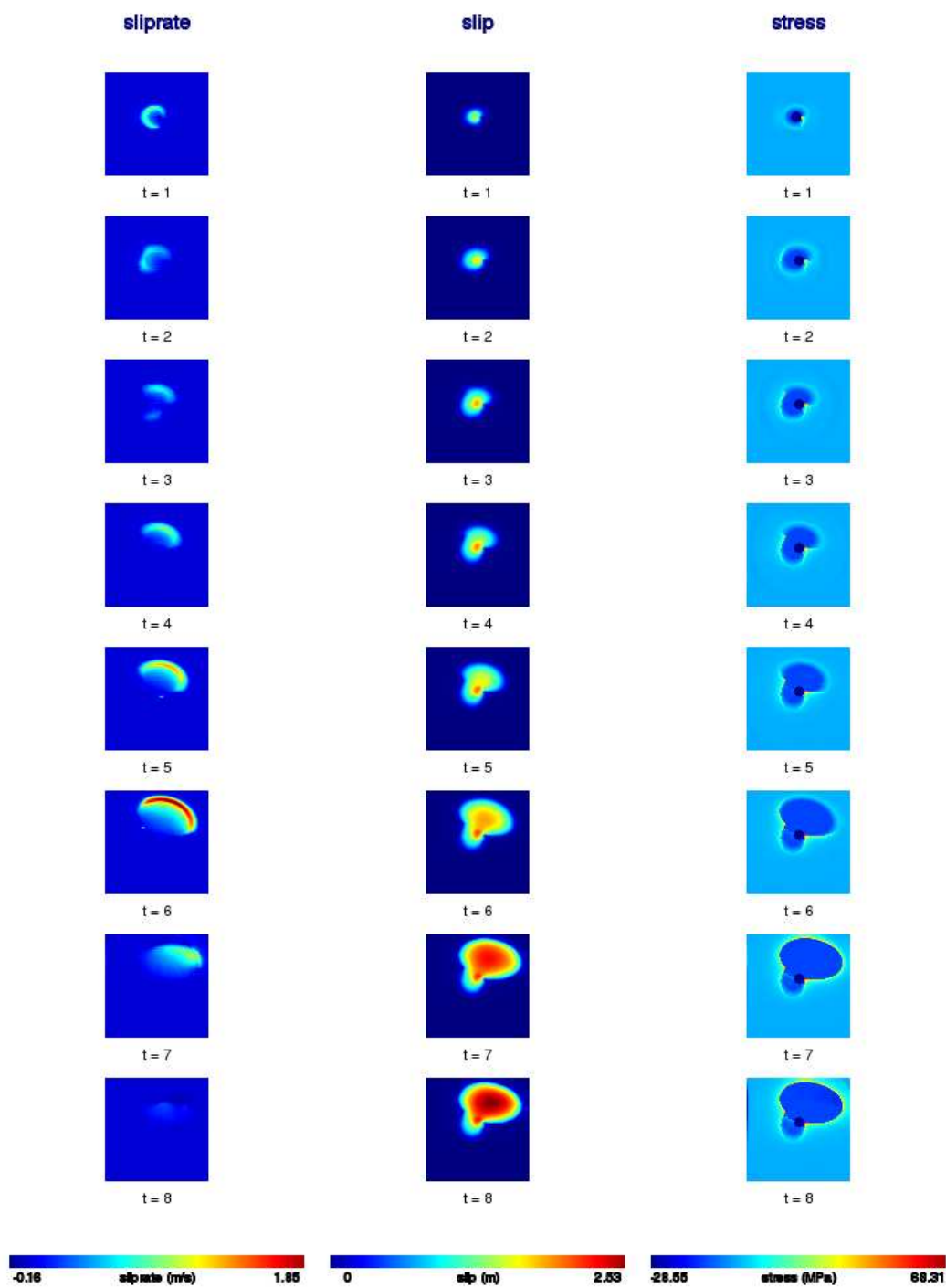


FIGURE 4.10 – Evolution temporelle de la vitesse de glissement à gauche, du glissement au centre et de la contrainte à droite pour le modèle B.

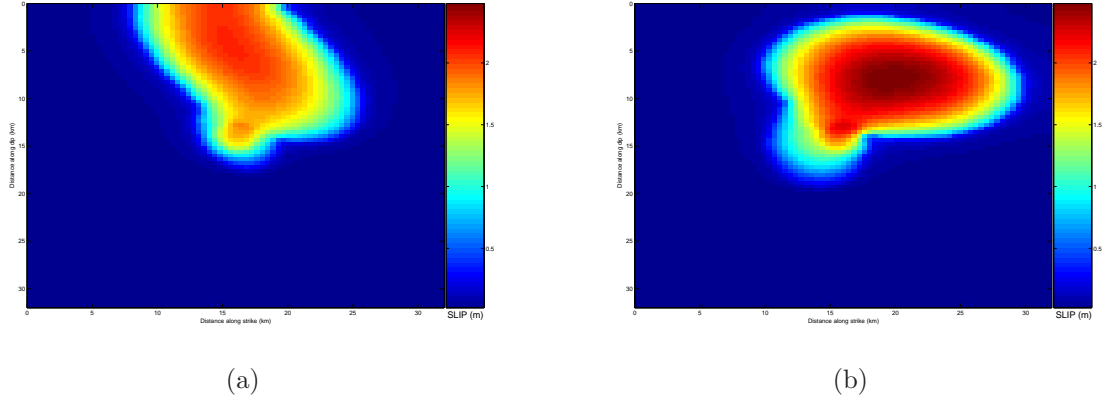


FIGURE 4.11 – Distribution finale de glissement sur la faille pour (a) le modèle A (b) le modèle B.

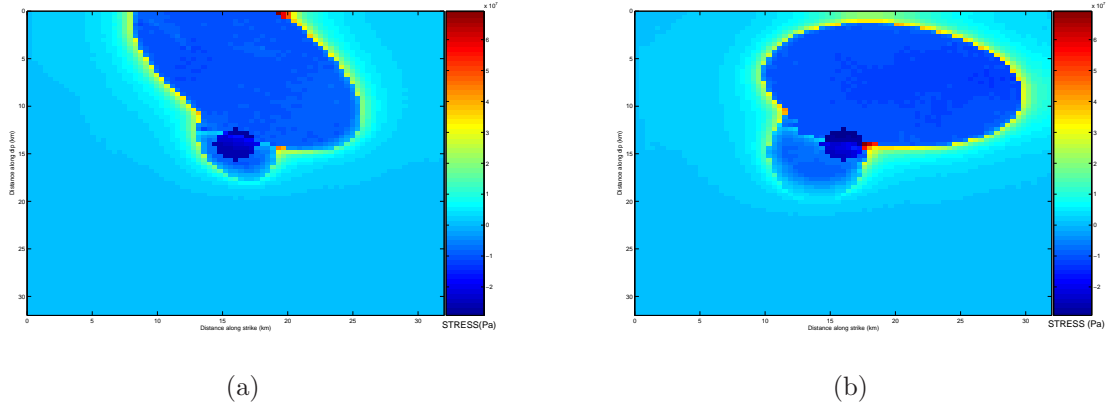


FIGURE 4.12 – Chute de contrainte sur la faille de  $32 \times 32 \text{ km}$  pour (a) le modèle A (b) le modèle B.

Le temps de rupture sur la faille est également très voisin pour les deux modèles (voir Figure 4.13). La rupture commence près de l'hypocentre puis se propage rapidement vers la surface. Après environ 2 s, elle parvient dans le deuxième patch elliptique, où elle continue à se propager vers la surface. Pour le modèle B elle s'arrête avant d'y parvenir, alors que pour le modèle A elle y parvient effectivement.

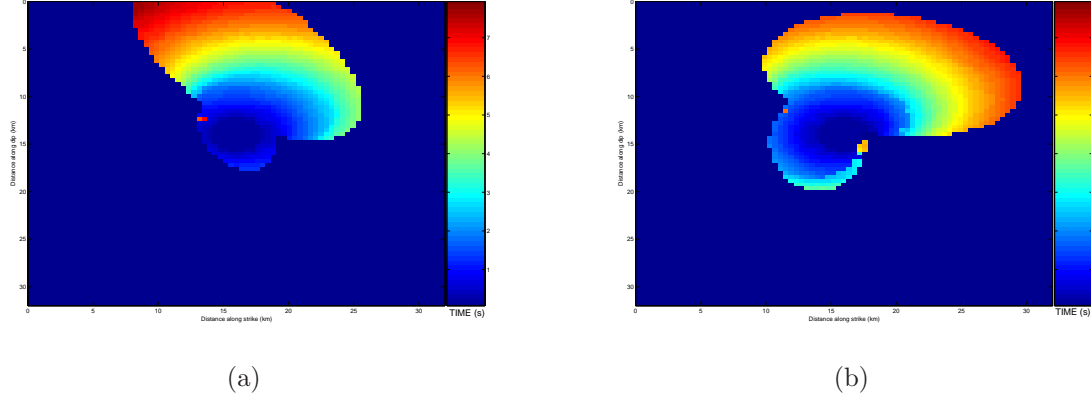


FIGURE 4.13 – Temps de rupture sur la faille de  $32 \times 32 \text{ km}$  pour (a) le modèle A (b) le modèle B.

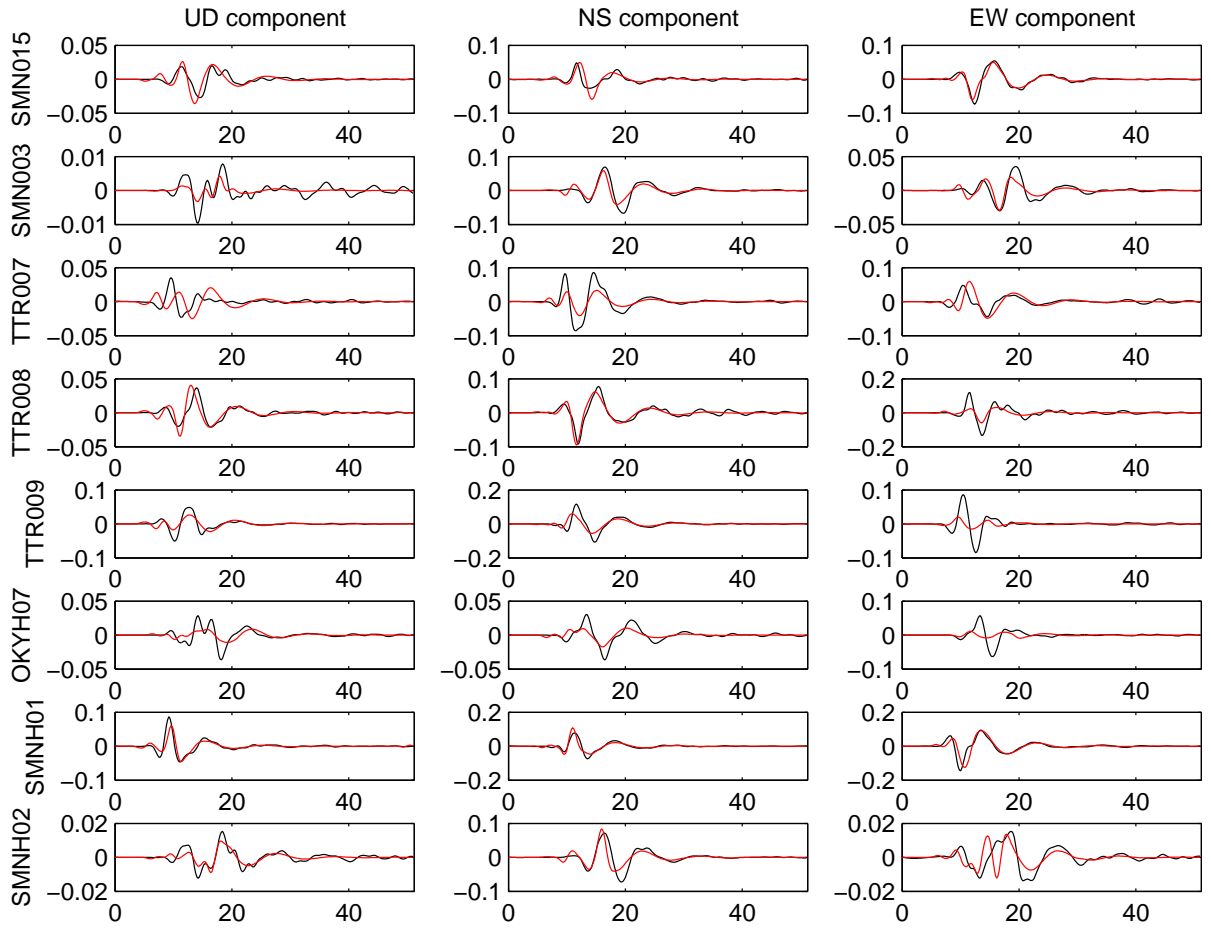


FIGURE 4.14 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés (en noir) et calculés (en rouge) pour le modèle A. La fenêtre temporelle est de  $50 \text{ s}$  et l'échelle d'amplitude est en mètres.  $\chi^2 = 0.42$ .

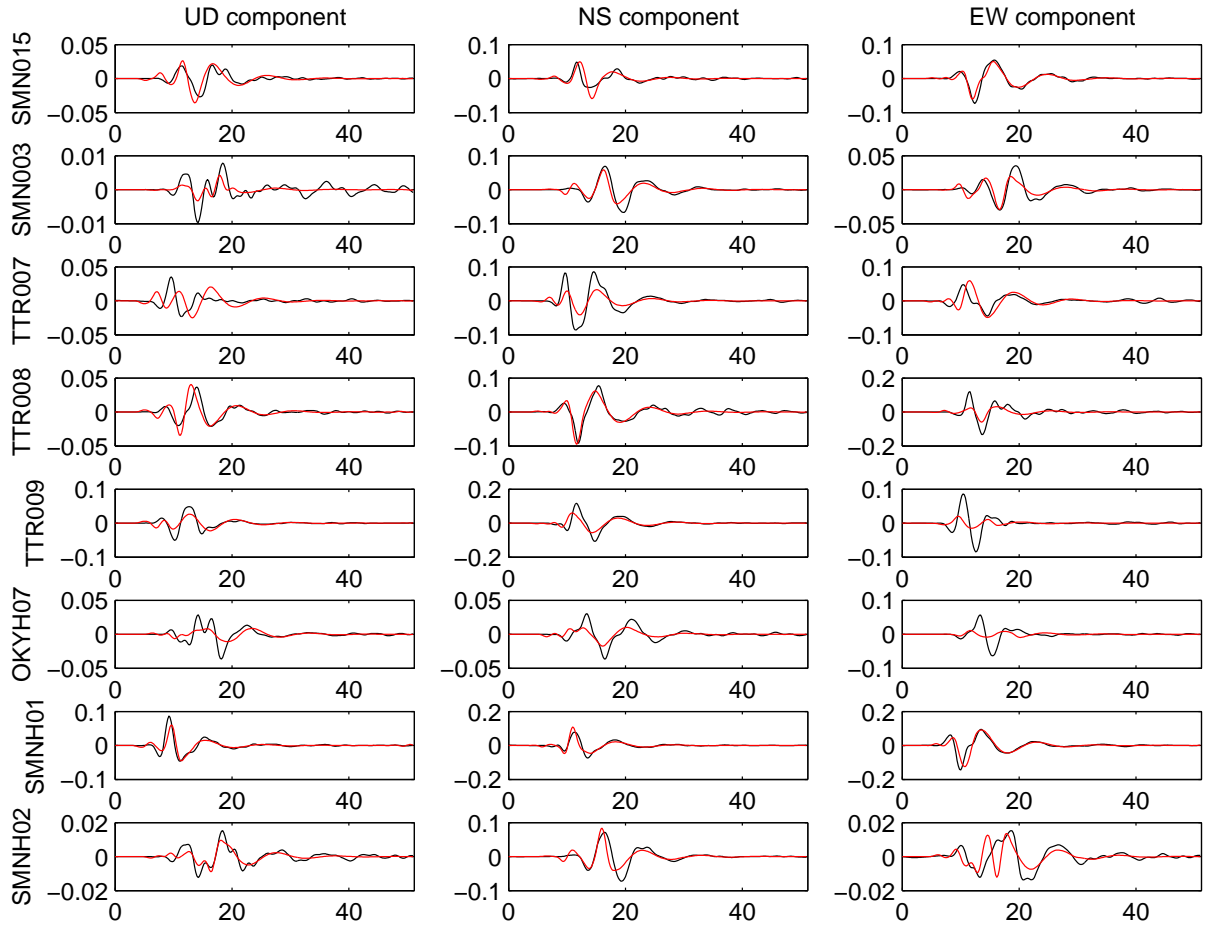


FIGURE 4.15 – Comparaison des déplacements de mouvement fort observés (en noir) et calculés (en rouge) pour le modèle B. La fenêtre temporelle est de 50 s et l'échelle d'amplitude est en mètres.  $\chi^2 = 0.46$ .

Les Figures 4.14 et 4.15 montrent une comparaison entre les déplacements du sol observés et les synthétiques obtenus avec la méthode de propagation des fonctions de Green, pour les modèles dynamiques donnés par l'NA pour les modèles A et B. Dans l'ensemble, pour toutes les composantes, on obtient un très bon fit des sismogrammes (misfit de  $\chi^2 = 0.42$  pour le modèle A et de  $\chi^2 = 0.46$  pour le modèle B). Le modèle A permet de mieux reproduire les données, en particulier pour les stations *SMN015* et *TTR008* pour les trois composantes. Mais le modèle B montre un meilleur fit pour la station *TTR009* surtout pour la composante *EW* et pour la station *OKYH07* pour les trois composantes.

## Conclusion

Dans ce Chapitre, nous avons implémenté la méthode d'inversion dynamique par essai-erreur utilisée au Chapitre 3 avec une inversion automatique en utilisant l'algorithme de voisinage (NA). Cet algorithme est largement utilisé en géophysique suite aux travaux de Sambridge (1999) [41, 42]. Cette méthode a l'avantage parmi les méthodes de Monte Carlo d'utiliser une famille de solutions à chaque pas d'itération. Nous l'avons validée en l'appliquant au séisme de Tottori, dans le cadre du modèle idéal de barrière. La convergence rapide de l'inversion vers une solution stable nous a permis de confirmer l'efficacité de la méthode. Notons que disposer d'un modèle cinématique de départ bien contraint est un atout décisif pour converger rapidement vers une solution.

Nous avons montré divers modèles qui permettent d'obtenir un accord meilleur avec les données de mouvement fort qu'avec l'inversion par essai-erreur. En pratique, nous avons étudié trois inversions, correspondant à un nombre croissant de paramètres : 4, 6 ou 8. Les trois modèles sont différents mais produisent des sismogrammes très proches des observées, avec une norme quadratique moyenne  $\chi^2$  qui passe de 0.48 pour le modèle à 4 paramètres à 0.42 pour le modèle à 6 paramètres et à 0.46 pour le modèle à 8 paramètres.

De façon surprenante, le modèle à 6 paramètres semble mieux ajuster les observations que celui à 8 paramètres. Ce résultat semble indiquer que l'NA ne trouve pas la solution correspondant au minimum absolu, sans doute en raison d'un bassin de modèles qui produisent des résultats très semblables. C'est une conséquence de la nature du NA qui, comme tous les algorithmes qui utilisent une famille de modèles, a tendance à converger trop rapidement vers un minimum. Les non-linéarités de la méthode font qu'il est de plus difficile de savoir si l'on a convergé vers le minimum absolu ou vers un minimum secondaire. Il faudrait pour cela réaliser de nombreux calculs avec l'NA pour différentes conditions initiales afin d'explorer tout le bassin de solutions satisfaisantes. Ce travail ne pourra être fait qu'en ayant accès à des ordinateurs plus puissants, car le temps de calcul actuel (une semaine environ) ne permet pas d'explorer plus en détails la totalité des solutions qui ajustent bien les sismogrammes.

La méthode décrite ici pourra être utilisée dans le futur pour déterminer systématiquement, avec un coût de calcul raisonnable, les paramètres dynamiques de la rupture d'autres grands séismes, comme la chute de contrainte ou l'énergie de fracture. Je rappelle que pour des séismes plus petits, la méthode pourra être directement adaptée en n'utilisant qu'un seul patch elliptique.





# Conclusion

Au cours de cette thèse, nous avons exploré une nouvelle approche permettant d'améliorer l'efficacité des méthodes d'inversion de la source des séismes, tant cinématiques que dynamiques. En s'inspirant de la méthode initiée par Vallée et Bouchon (2004) [29] dans le cas d'une inversion cinématique à partir de données télésismiques, nous avons réduit le nombre de degrés de liberté dans nos inversions en modélisant la source par le plus faible nombre possible de patches elliptiques. Nous nous sommes limités aux données de champ proche, sur l'exemple de l'un des séismes les mieux enregistrés, le séisme de Tottori (2000) au Japon.

- Au premier Chapitre, nous avons développé une inversion cinématique non-linéaire basée sur une approximation elliptique du champ de glissement. Chaque ellipse est caractérisée par sept paramètres physiques. Nous avons déterminé qu'il était nécessaire de considérer au moins deux ellipses pour représenter correctement la cinématique du séisme de Tottori. Nous avons alors inversé ces quatorze paramètres à l'aide d'un algorithme de type Monte-Carlo, l'algorithme de voisinage (NA) (Sambridge (1999) [41]). L'algorithme a convergé rapidement vers une solution caractérisée par un très bon accord entre les données sismiques de mouvement fort et les sismogrammes synthétiques :  $\chi^2 = 0.30$  tel que quantifié par la norme  $L^2$  normalisée. Le champ de glissement que nous avons obtenu peut être rapproché de ceux de travaux précédents, par exemple Semmane et al. (2005) [20] et Holden et al. (2008) (voir Annexe B). En particulier, le glissement en surface est systématiquement non-nul, en contradiction avec l'absence de rupture observée en surface pour ce séisme. Nous avons de plus pu exhiber la non-unicité des solutions d'une inversion cinématique. Nous avons identifié deux modèles donnant un misfit quasi-identique ( $\chi^2 = 0.30$  et  $\chi^2 = 0.29$ ) mais qui correspondent à deux distributions de glissement significativement différentes, principalement en ce qui concerne l'importance de la zone de l'hypocentre dans le processus de rupture. Par la suite, nous nous sommes efforcés de tester ces modèles cinématiques à la lumière d'inversions dynamiques, en prenant explicitement en compte la physique de la rupture et du frottement.
- Au deuxième Chapitre, nous avons présenté la modélisation numérique de la rupture dont nous nous sommes servis aux Chapitres suivants. La rupture est supposée se propager sur une faille plane, au sein d'un matériau élastique linéaire, suivant les équations de l'élasto-dynamique. La loi de frottement adoptée est une loi locale d'affaiblissement (linéaire) de glissement (*slip weakening*) à deux paramètres : la contrainte seuil  $T_u$  pour que le glissement s'initie et  $D_c$  la distance caractéristique

de l'affaiblissement. Une série de tests de rupture modèle nous a permis de confirmer que le paramètre adimensionné  $K = \frac{T_e^2 L}{\mu T_u D_c}$ , où  $T_e$  est la contrainte initiale,  $L$  est une taille caractéristique de la distribution de contrainte et  $\mu$  est le module de cisaillement du milieu élastique, contrôle la propagation de la rupture, via une valeur critique  $K_c$ . Ces tests nous ont permis de comprendre l'effet de chaque grandeur physique sur la rupture, et nous ont donné une intuition expérimentale très utile permettant de passer de cette rupture modèle à celle d'un séisme réel.

- Au troisième Chapitre, nous avons développé une inversion dynamique basée sur une approximation elliptique de la source, pour les deux modèles limites d'aspérité et de barrière. Pour le modèle d'aspérité, l'approximation elliptique porte sur le champ de contrainte initiale  $T_e$ , alors que pour le modèle de barrière il porte sur le champ de contrainte seuil  $T_u$ . Pour chaque modèle, les autres grandeurs physiques sont supposées homogènes sur toute la faille. Dans ce Chapitre, nous nous sommes limités à une inversion par essai-erreur. Comme pour la cinématique, il est nécessaire de considérer au moins deux ellipses pour représenter correctement la dynamique de rupture du séisme de Tottori. Nous ne sommes pas parvenus à modéliser la rupture par un pur modèle d'aspérité. Pour obtenir un accord moyen ( $\chi^2 = 0.91$ ) nous avons dû en pratique considérer un modèle mixte, incluant également une barrière permettant de stopper la rupture dans une zone de taille raisonnable. Au contraire, un pur modèle de barrière s'est révélé à la fois facile à implémenter et capable de reproduire de façon très satisfaisante les données de mouvement fort ( $\chi^2 = 0.56$ ). Dans les deux cas, le moment sismique calculé est tout à fait compatible avec la magnitude  $M_w = 6.6$  du séisme. L'énergie de fracture est trouvée assez élevée, de l'ordre de  $6 - 7 MJ/m^2$ , mais reste comparable à celle obtenue par exemple par Mikumo et Fukuyama (2006) [95].
- Au quatrième Chapitre, nous avons automatisé la méthode d'inversion dynamique par approximation elliptique dans le cas du modèle de barrière, qui s'était révélé le plus adapté lors de l'inversion par essai-erreur. L'algorithme utilisé est cette fois encore l'algorithme de voisinage (NA). En partant des résultats du Chapitre précédent, nous avons progressivement augmenté le nombre de paramètres à inverser, en commençant par la longueur des axes des ellipses (4 paramètres) puis en y ajoutant soit leur angle (2 paramètres supplémentaires) soit leur position (4 paramètres supplémentaires). Dès l'inversion à 4 paramètres, l'accord obtenu s'est montré meilleur que par essai-erreur ( $\chi^2 = 0.48$  contre  $\chi^2 = 0.56$ ) et s'est réduit lors de l'ajout de paramètres supplémentaires. La convergence est stable mais le temps de calcul encore trop long (une semaine de calcul sur un seul processeur pour 6 paramètres d'inversion) pour permettre d'explorer dans l'immédiat les non-linéarités de la solution. Comme pour la cinématique, nous avons pu illustrer dans le cas de la dynamique la non-unicité de la solution. Selon les paramètres d'inversion considérés, deux processus de rupture significativement différents donnent le même accord avec les données sismiques. L'un d'eux prédit une absence de rupture en surface, conformément aux observations de terrain.

## Perspectives

A court terme, la parallélisation de l'inversion dynamique automatisée permettra d'inverser la totalité des douze paramètres correspondant aux deux ellipses décrivant le champ de contrainte seuil pour le modèle de barrière. Notons toutefois que les modèles limites, qui considèrent qu'une des grandeurs physiques est totalement homogène sur la faille sont *a priori* physiquement irréalistes. L'idéal serait d'implémenter l'inversion pour un modèle mixte barrière-aspérité puisque les hétérogénéités intrinsèques de la faille et son histoire de chargement complexe auront nécessairement rendu hétérogènes à la fois le champ de contrainte initiale et les paramètres de la loi de frottement.

Dans le futur, la méthode décrite dans cette thèse pourra être appliquée de façon systématique et automatisée à tout autre séisme. Avec un temps de calcul raisonnable, les principaux paramètres cinématiques et dynamiques, tels que la distribution de glissement sur la faille, la vitesse de rupture, la chute de contrainte ou le moment sismique sont accessibles. Notons qu'il n'y a aucun obstacle de principe à utiliser pour l'inversion les données enregistrées à distance télésismique ou des données géodésiques. De telles extensions nécessiteraient sans doute de raffiner la description de la faille, par exemple en tenant compte de sa possible segmentation, comme l'ont fait récemment Holden et al. (2008) pour l'inversion cinématique de Tottori. Cela nécessiterait d'augmenter parallèlement la fréquence maximum du filtre appliqué aux sismogrammes, de façon à prendre en compte dans l'inversion des structurations spatiales de la faille de plus faible taille.

## Conclusion

---

## Annexe A

# Kinematic and Dynamic inversion of the 2000 Tottori earthquake using elliptical subfault approximations

*Article soumis à GRL (Geophysical Research Letters).*

# Kinematic and Dynamic inversion of the 2000 Tottori earthquake using elliptical subfault approximations

Sara di Carli<sup>1</sup>, Caroline Francois-Holden<sup>2</sup>, Raul Madariaga<sup>1</sup>

(1) :Laboratoire de Géologie, Ecole Normale Supérieure, CNRS, Paris, France

(2) :GNS Science, Lower-Hutt, New Zealand

## Abstract

We propose a fast and efficient method to do a non-linear dynamic rupture inversion based on elliptical patch approximations. Since an elliptical patch has only 6 independent degrees of freedom we are able to reduce the number of parameters for the inversion. We study the 2000 Western (Tottori) Japan earthquake ( $M_w 6.6$ ). We used absolute time of the records and we relocated the hypocentre close to 14 km in depth. The non-linear kinematic inversion for the elliptical subfaults is implemented using the neighbourhood algorithm. Using the kinematic inversion as a guide, we explore dynamic models that fit the observations. Using a linear slip weakening friction law, we invert for a yield distribution controlled by 2 elliptical patches. Our preferred dynamic model is characterized by slow rupture from a small elliptical patch that surrounds the hypocenter and the fast rupture of a second, larger elliptical patch situated near 6 km depth. Then rupture explodes laterally and finally stops generating a large stopping phase that dominates the records. The value of fracture energy is  $12, 6 \cdot 10^8 MJ$ , the stress drop is 10 MPa and the seismic moment is  $9, 8 \cdot 10^{18} Nm$ .

## Introduction

A number of methodologies have been proposed to unravel the rupture history of large earthquakes using seismic and/or geodetic data. Linear and fully non-linear inversion studies show that slip is variable at all scales, but also that it is difficult to reliably estimate the temporal rupture evolution and the friction law. We study the rupture process of the 2000 Western Tottori (Japan) earthquake for which a large number of different kinematic inversion models have been proposed. Even if these studies obtain different final slip models, they all are able to reproduce the observed seismograms. *Iwata and Sekiguchi* [2002], *Pulido and Kubo* [2004] and *Semmane et al.* [2005] showed that the significant slip occurs at shallow depth. The kinematic inversion done by *Francois-Holden et al.* [2008] using the Neighbourhood Algorithm [NA, *Sambridge*, 1999] shows that most of the slip occurs away from the hypocenter near the surface. As discussed by *textitGuatteri et al.* [2000] kinematic solutions are non unique so that it is difficult to estimate stress and frictional parameters from them. *Peyrat and Olsen* [2004] did a nonlinear dynamic inversion of the Tottori earthquake with a large number of parameters using the NA.

Here we present a simplified dynamic rupture inversion method that allows to reproduce near field records and to comply with the absence of clear surface observation for this earthquake. We consider the event as an ensemble of elliptical stress patches as originally proposed for kinematic inversions by *Vallée and Bouchon* [2004]. Inverting by trial and error the stress resistance distribution we test different dynamic models (Section 3) derived from the non-linear kinematic inversion (Section 2). The rupture propagates spontaneously under the control of the initial stress conditions on the fault together with a slip weakening friction law. Then for all models we compute synthetic seismograms and compare them to the observed ones, searching for the smallest misfit.

## Kinematic Inversion method

The  $M_w 6.6$  Tottori earthquake of 6 October 2000 occurred on a left-lateral strike-slip fault in western Honshu, Japan. The event was characterized by the absence of surface rupture and a poorly constrained hypocentral depth. We use near field data from two accelerometer networks, K-net and Kik-net, to study the rupture process of this earthquake. Since these data have absolute timing, we relocated the hypocentre directly from near field records, adopting an origin time of 13 : 30 : 18 s, in agreement with the values used by *Iwata and Sekiguchi*, [2002]. Using the velocity structure (Table 1), of *Dalguer et al.* [2002], we relocated the hypocenter close to 14 km in depth, in agreement with *Pulido and Kubo* [2004] (14 km) and with the relocation of aftershock sequences from *Fukuyama et al.*, [2003]. We inverted a set of 8 strong motion recordings (5 K-net stations and 3 Kik-net stations) located within 26 km of the epicenter of Tottori. The data and synthetic displacement time histories were bandpass filtered between 0.1 and 0.5 Hz. At these frequencies the K-net and Kik-net records are very similar.

## Inversion scheme

We first did a kinematic inversion in order to determine the rupture process of the earthquake, slip distribution and rupture times. We searched for a model comprising two elliptical patches located on a fault plane of  $32 \times 32$  km. The fit between observed and synthetics is measured with an  $L^2$  norm :

$$\chi^2 = \Sigma(obs - synth)^2 / \Sigma(obs)^2 \quad (A.1)$$

The Neighborhood algorithm [NA, *Sambridge*, 1999 ; 2001] was chosen to search for minimum wavefits. This is a nonlinear derivative-free method employing geometrical concepts to guide a direct search in the parameter space. The Discrete Wavenumber AXITRA code of *Cotton and Coutant* [1997] was employed to simulate wave propagation. The rupture process was modeled by two elliptical patches, rupture velocity is uniform inside each patch and the slip distribution  $D$  as a function of distance from the center of the ellipse is the Gaussian distribution :

$$D = D_m \exp -(x^2/a^2 + y^2/b^2) \quad (A.2)$$

where  $D_m$  is the maximum amplitude in the elliptical patch of semiaxes  $a$  and  $b$ . We could have used a crack like distribution, but this is not very good for kinematic inversion because of the abrupt termination of slip at the edges of the crack.



Every elliptical patch is described by 7 parameters : two coordinates with respect to the hypocenter, two semi-axes, an angle of orientation of the ellipse, slip amplitude and rupture speed. In our inversions rupture time was computed with respect to distance to the hypocenter, more complex rupture propagation can be easily implemented, but our data did not require such complexities.

## Inversion results

For our preferred kinematic model, inversion converged in 2000 iterations of the NA algorithm, a total of 60040 models were computed. Table 2 shows the values of the two elliptical patches obtained from this inversion. The slip distribution (Figure 1) is characterized by a small elliptical patch of maximum slip  $D_m = 2.49\text{ m}$  and rupture velocity  $1.42\text{ km/s}$  near the hypocenter and a second larger patch of maximum slip  $3.80\text{ m}$  and rupture velocity  $1.95\text{ km/s}$  located above the hypocenter. Figure 2 compares the observed displacements and the synthetics computed for the preferred kinematic model. Overall we obtain a very good fit of the seismograms for all components, the relative error computed from (1) was  $\chi^2 = 0.36$ . At some stations there remain wave form details that were not fully modeled. The moment estimated for our best model is  $7,9.10^{18}\text{ Nm}$ , consistent with  $M_w = 6.6$  and close to the range of moment values obtained by *Semmane et al.* [2005] ( $1,6.10^{19}\text{ Nm}$ ), *Peyrat and Olsen* [2004] ( $9,3.10^{18}\text{ Nm}$ ), *Yagi and Kikuchi* [2000] ( $1,1.10^{19}\text{ Nm}$ ).

## Dynamic Inversion method

### Barrier model and dynamic simulation

We test different dynamic models starting from the model obtained by non-linear kinematic inversion using the same hypocentral depth and velocity structure. For the dynamic modeling we used the friction law

$$T_f(D) = T_u(1 - D/D_c) \quad \text{for} \quad D < D_c \quad (\text{A.3})$$

and  $T_f(D) = 0$  for  $D > D_c$ .  $T_f(D)$  friction as a function of slip  $D$ .  $T_u$  is the peak frictional stress and  $D_c$  the slip-weakening distance. In the inversions we assumed a uniform initial stress field  $T_0$ , and a constant slip weakening distance  $D_c$ . We controlled the rupture process with the distribution of peak stress  $T_u$ . We model the distribution of  $T_u$  with two elliptical patches of constant yield stress  $T_u$ . The outside of the ellipses is unbreakable ; this is a barrier model as defined by *Aki* [1979]. For each elliptical patch 6 parameters describe the distribution of yield stress  $T_u$  : two coordinates of the center of the ellipse, two principal semi-axes, the rotation angle with respect to horizontal and the peak stress level  $T_u$ . Once the peak stress field is defined, fully spontaneous dynamic rupture propagation was computed for a vertical strike slip fault embedded in a 3D elastic medium using the finite difference (FD) method of [*Madariaga et al., 1998*], modified to use thin boundary conditions at the fault. We used a spatial and temporal discretization of  $400\text{ m}$  and  $0.02\text{ s}$  respectively, to ensure accuracy of the results. The initiation of rupture was forced to start from a circular asperity of stress  $18\text{ MPa}$  and radius  $1.6\text{ km}$  located at  $14\text{ km}$  depth, which

was fixed for all models. For every dynamic model we generated synthetic seismograms that we compared to the observed ones. The Discrete Wavenumber AXITRA code is employed for wave propagation and the fit between observed and synthetics was computed by (1). We started inversion using a barrier geometry that limits rupture to the interior of two ellipses derived from the zone of slip found in the kinematic inversion. We used a trial-and-error method in order to improve this yield stress model. If the fit of the seismograms is not good enough, we modify the yield stress distribution until the rupture propagates and the fit of the seismograms improves. After some trial and error an initial stress field  $T_0 = 10 \text{ MPa}$  was chosen in order to obtain a slip distribution similar to that of the kinematic model of Figure 1. The friction law was adjusted from the requirement that rupture propagates away from the initial patch and that total rupture time agrees with that of the kinematic inversion. We modeled rupture with two elliptical patches of peak stress  $T_u = 15 \text{ MPa}$  and slip weakening distance  $D_c = 0.8 \text{ m}$ .

## Inversion Results

The slip and stress time histories for the model with the smallest misfit are shown in Figure 3. Table 3 shows the values of the two elliptical patches obtained for this model. The rupture propagates very slowly in the lower central part of the fault from the hypocenter to the second elliptical patch situated near  $6 \text{ km}$  in depth. At this point the rupture has enough strength to expand laterally and finally stops generating a large stopping phase. This model agrees with those from most kinematic results : small amount of slip near the hypocentre increasing gradually towards the surface [Francois- Holden *et al.* 2008 ; Pulido and Kubo 2004], Semmane *et al.* [2005] and Iwata and Sekiguchi [2002]. The moment release for our preferred model is  $9,8.10^{18} \text{ Nm}$ , consistent with the kinematic inversion. Figure 4 shows the UD, NS, EW displacement data and the synthetics from the best dynamic model. The main features of the low-frequency ground motion for amplitude and waveform are reproduced by the synthetic seismograms (the relative error is  $\chi^2 = 0.56$ ). The best dynamic model does not fit observed records as well as the kinematic model ( $\chi^2 = 0.32$ ), since it is very difficult to explore all the parameter space with a trial and error method, this will be done with the NA method in the near future.

## Discussion

Our preferred dynamic model of the Tottori earthquake shows a maximum slip of about  $2 \text{ m}$ , distributed on the two elliptical slip patches as shown on Figure 5. The stress drop in the source area is high, about  $10 \text{ MPa}$  (Figure 6). This is a rather large value due to the relatively small size of the main elliptical patch (the second one in table 3). This value of stress drop is similar to that estimated by Dalguer *et al.*, [2002] and Mikumo *et al.*, [2003] from kinematic models.

Our inversions give a best fit for a slip weakening distance  $D_c = 0.8 \text{ m}$  and a peak stress of  $T_u = 15 \text{ MPa}$  from which we compute an Energy release rate  $G_c = 6 \text{ MJ/m}^2$ , so that the total rupture energy was  $12,6.10^8 \text{ MJ}$ . These are rather large values, recently, however, Mikumo and Fukuyama [2006] estimated the near-source released energy for the Tottori earthquake (based on its new definition from Fukuyama [2005]). They obtained an

average fracture energy of the order of  $2, 5 \cdot 10^8 MJ$  and a near-source energy of the order of  $5, 9 \cdot 10^8 MJ$  which are of the same order of magnitude as our own estimate above.

Our estimate of  $G_c$  for the Tottori earthquake are quite large, especially for an earthquake of  $M_w 6.6$ . It is difficult to reduce this value, however, because rupture propagation is controlled by the ratio of available energy to fracture energy [Madariaga and Olsen, 2000], reduction of  $G_c$  would increase the rupture speed so that the duration of the synthetic seismograms would be too short compared to observations.

The rupture process of our best model shown in Figure 4 is quite similar to that found by Peyrat and Olsen [2004], with rupture moving gradually towards the upper edge of the fault plane and stopping before reaching the surface. They found a maximum stress drop of  $5 MPa$  and slip of  $2 m$  that are similar to our values. The stress drop of Peyrat and Olsen [2004] is smaller than ours because their fault surface is larger than what we found in Figure 6.

The rupture control parameter  $\kappa = T_0^2 b / (\mu T_u D_c)$  where  $\mu$  is the elastic rigidity and  $b$  the semi minor axis of the ellipse [Madariaga and Olsen, 2000] is 1.11 for the first patch, enough to ensure propagation; and 1.44 for the second patch.

## Conclusions

We used the strong motion data recorded in the vicinity of the Tottori fault to do a non-linear inversion for the source parameters of this earthquake. Both inversions are based on elliptical subfault approximations proposed by Vallée and Bouchon [2004]. We start from the non-linear kinematic inversion using NA that converged to a very good solution within a reasonable computation time. In the second part, a dynamic rupture inversion is computed. For every yield stress distribution and using a uniform initial stress, we computed the spontaneous rupture process, starting from the same initial asperity located at the hypocenter of the Tottori event. This dynamic rupture inversion method is fast and efficient since the stress resistance is controlled only by two elliptical patches in order to reduce the number of degrees of freedom in the inversions. The dynamic parameters inverted by this method are average values that can be used to explore more detailed dynamic models. Our simulation fitted both the waveform amplitudes and the arrival times with a mechanically consistent model. Our method provides a procedure for systematically estimating dynamic rupture parameters for large earthquakes. In future work we will substitute the trial and error method with a direct non linear dynamic inversion using the Neighbourhood Algorithm. The technique proposed here can be extended to any number of elliptical patches. For many smaller events a single patch may be sufficient providing average values of dynamic parameters.

## Acknowledgements

We gratefully acknowledge support from SPICE project of the European Union's Human Resources and Mobility Programme and the Seismulator project of ANR CATEL. We are grateful to Martin Mai and Sophie Peyrat for very helpful discussions.

# Bibliographie

- [1] Aki K., (1979), Characterization of Barriers on an Earthquake Fault, *Journal of Geophysical Research*, 84.
- [2] Cotton F., O. Coutant (1997), Dynamic stress variations due to shear faults in a plane-layered medium, *J. Geophys. Int.*, 128, 676-688.
- [3] Dalguer L. A., K. Irikura, W. Zhang (2002), Distribution of Dynamic and Static Stress Changes during 2000 Tottori (Japan) earthquake : Brief Interpretation of the Earthquake Sequences ; Foreshock, Mainshock and Aftershocks, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 10.1029/2001GL014333.
- [4] Francois-Holden C., S. Di Carli, A. Sladen, R. Madariaga (2008), Nonlinear kinematic source inversion of the 2000 Tottori, Japan earthquake with variable rupture velocity, *Geophys. Res. Lett.*, 00, submitted.
- [5] Fukuyama E. (2005), Radiation energy measured at earthquake source, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L13308, doi :10.1029/2005GL022698.
- [6] Fukuyama E., Ellsworth W.L., Waldhauser F., Kubo A. (2003), Detailed Fault Structure of the 2000 Western Tottori, Japan, earthquake sequence, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93, 1468-1478.
- [7] Guatteri M., P. Spudich (2000), What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault friction laws? *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 90, 98-116.
- [8] Iwata, T., and H. Sekiguchi (2002), Source process and near-source ground motion during the 2000 Tottori-ken Seibu earthquake, paper presented at 11th Japan Earthquake Engineering Symposium, Earthquake Eng. Res. Liaison Comm., Sci. Council of Jpn., Tokyo.
- [9] Kanamori H. (1977) , The energy release in great earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 82.
- [10] Madariaga, R., K. B. Olsen, and R. Archuleta (1998), Modeling dynamic rupture in a 3D earthquake fault model, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 88, 1182-1197.
- [11] Madariaga, R., K. B. Olsen (2000), Criticality of rupture dynamics in 3-D, *Pageoph*, 157, 1981-2001.
- [12] Mikumo, T., Olsen K. B., Fukuyama, E., and Yagi Y. (2003), Stress-Breakdown Time and Slip-Weakening Distance Inferred from Slip-Velocity Functions on Earthquake Faults, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93.
- [13] Mikumo, T., and Fukuyama, E. (2006), Near-source Released Energy in Relation to Fracture Energy on Earthquake faults, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96, No. 3, pp. 1177-1181, doi :10.1785/0120050121.

## Bibliographie

---

- [14] Peyrat, S., K. B. Olsen (2004) , Nonlinear dynamic rupture inversion of the 2000 Western Tottori, Japan, earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L05604, doi :10.1029/2003GL019058.
- [15] Pulido N., T. Kubo (2004), Near-fault strong motion complexity of the 2000 Tottori earthquake (Japan) from a broadband source asperity model, *Tectonophysics*, 390, 177-192.
- [16] Sambridge, M. (1999), Geophysical Inversion with a Neighbourhood Algorithm -I. Searching a parameter space, *Geophys. J. Int.*, 138, 479-494.
- [17] Semmane F., Cotton F., Campillo M. (2005), The 2000 Tottori Earthquake : A shallow earthquake with no surface rupture and slip properties controlled by depth, *J. Geophys. Res.*, 110, B03306, doi :10.1029/2004JB003194.
- [18] Vallée M., M. Bouchon (2004), Imaging coseismic rupture in far field by slip patches, *Geophys. J. Int.*, 156, 615-630.
- [19] Yagi Y., and K. Kikuchi (2000), Source process of the 2000 October 6 western Tottori earthquake (preliminary report), *Newlett. Seism. Soc. Jpn.*, 12(4), 9-10, (in japanese).

Depth (km)	$V_p$ (km/s)	$V_s$ (km/s)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$Q_p$	$Q_s$
0	5.50	3.179	2600	500	200
2	6.05	3.497	2700	500	200
16	6.60	3.815	2800	500	200
38	8.03	4.624	3100	500	200

TABLE A.1 – Velocity structure

Elliptical patches	$a$ (km)	$b$ (km)	$\alpha$ (deg)	$D_m$ (m)	$v_r$ (km/s)
Ellipse 1	6.4	5.8	9.3	2.49	1.42
Ellipse 2	15.7	4.5	78	3.80	1.95

TABLE A.2 – Elliptical patches from the kinematic inversion

Elliptical patches	$a$ (km)	$b$ (km)	$\alpha$ (rad)	$x$ (km)	$y$ (km)	$T_u$ (MPa)
Ellipse 1	6	4	1.5	16	14	15
Ellipse 2	9.2	5.2	0.2	16.8	6	15

TABLE A.3 – Elliptical patches for the best dynamic model

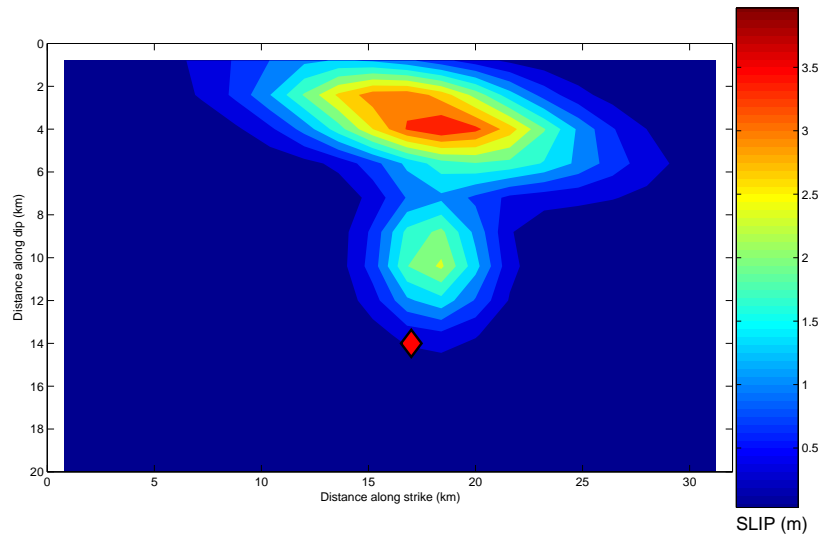


FIGURE A.1 – Final kinematic slip distribution on the fault plane. Slip was inverted for two elliptical slip patches with a slip distribution given by (2).

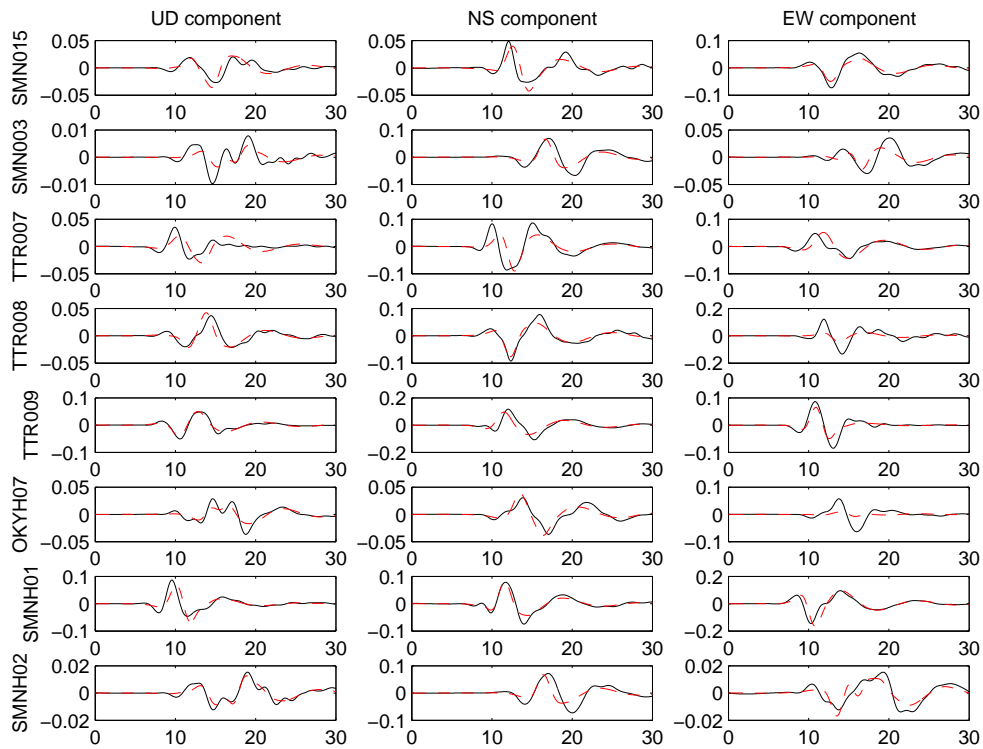


FIGURE A.2 – Three displacement components (UD, NS, EW) for synthetic (dashed) and observed records (solid). The misfit computed by (1) is  $\chi^2 = 0.36$ .

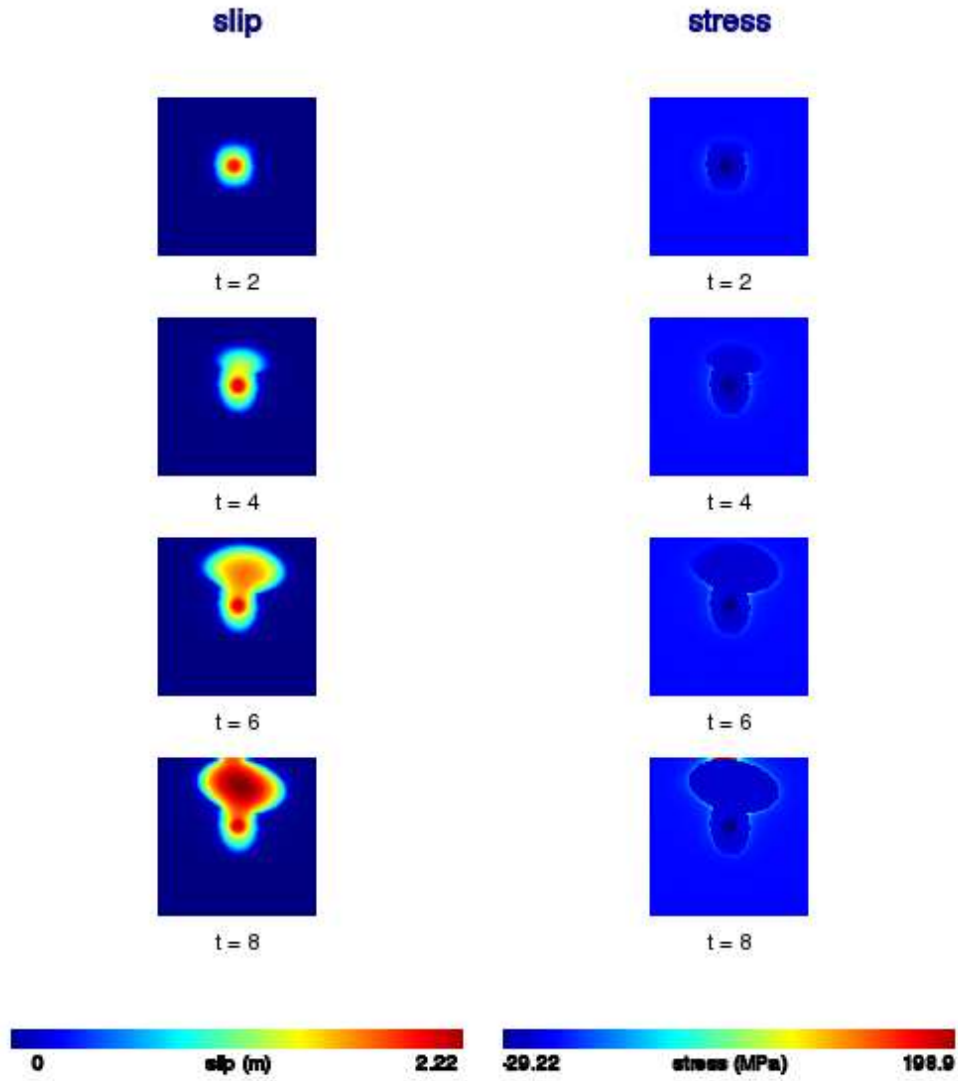


FIGURE A.3 – Snapshots of the rupture process simulated by dynamic inversion for our preferred dynamic model. Slip is shown on the left column and stress on the right.



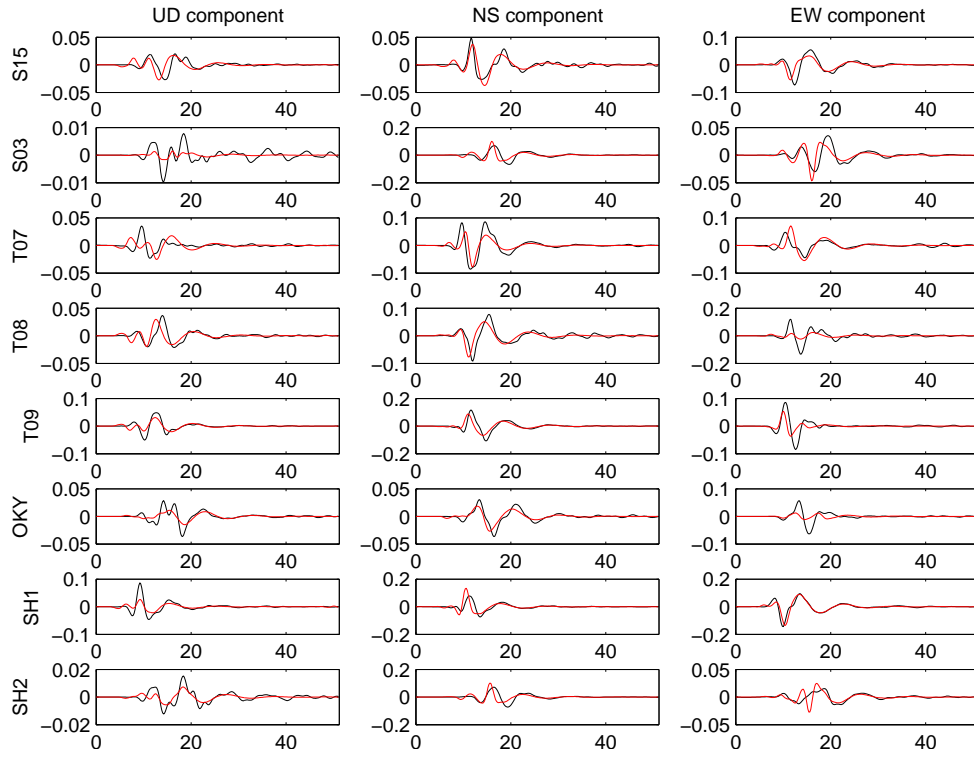


FIGURE A.4 – Three displacement components (UD, NS, EW) for synthetic (dashed) and observed data (solid). The misfit is  $\chi^2 = 0.56$ .

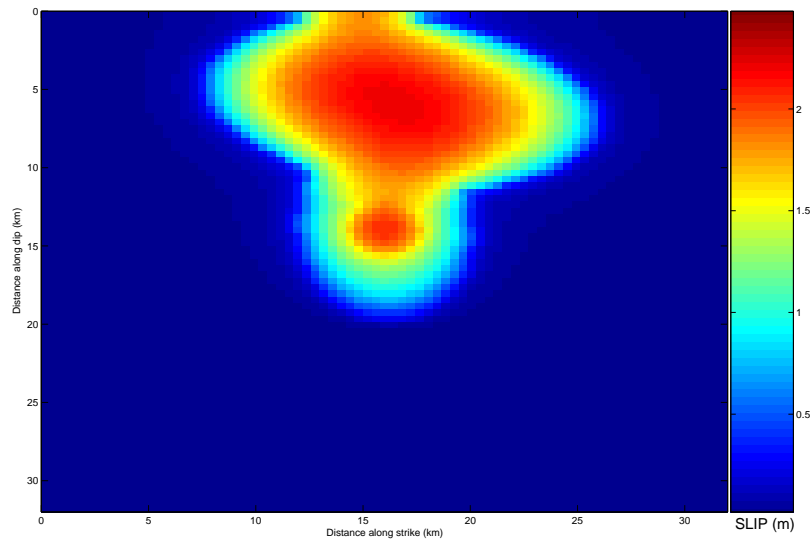


FIGURE A.5 – Final slip distribution for our preferred dynamic model.

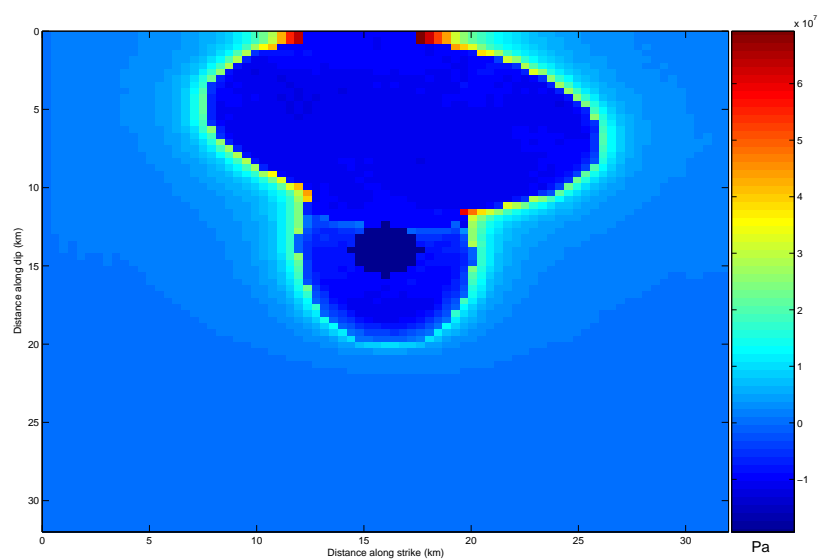


FIGURE A.6 – Final stress drop for our preferred dynamic model.

## Bibliographie

---

## Annexe B

# Non linear kinematic source inversion of the 2000 Tottori, Japan earthquake with variable rupture velocity

*Article soumis à GRL (Geophysical Research Letters).*

# Non linear kinematic source inversion of the 2000 Tottori, Japan earthquake with variable rupture velocity

Caroline Francois-Holden<sup>1</sup>, Sara Di Carli<sup>2</sup>, Anthony Sladen<sup>3</sup>, Raul Madariaga<sup>2</sup>

<sup>1</sup> :GNS Science, Lower-Hutt, New Zealand

<sup>2</sup> :Laboratoire de Géologie, Ecole Normale Supérieure, CNRS, Paris, France

<sup>3</sup> :California Institute of Technology, Pasadena, CA

## Abstract

A nonlinear kinematic inversion method is applied to the  $M_w = 6.6$ , October 2000, Tottori (Japan) earthquake using a set of 12 high quality strong motion recordings. All computations were performed using absolute time of the recordings and velocity data filtered up to 1 Hz.

The algorithm scheme consisted in inverting both slip and rupture velocity parameters on a fault plane divided into 4 segments. Best waveform fits were obtained for a slip distribution characterized by a very slow rupture of small amplitude around the hypocentre followed by three subevents with maximum slip higher than 2.5 m. Each subevent occurs on a different fault segment, with the rupture front “jumping” from one segment to another. The depths from 5 to 10 km of the three subevents supports both the absence of clear surface rupture ([1]) and the observation of surface cracks in the epicenter region ([2] and [3]).

Our inversion was able to image not only major slip asperities but also anomalies in the rupture propagation pattern related to fault segment boundaries. Eventhough kinematic inversions are highly non unique as confirmed by the recent and ongoing SPICE blindtest on source inversion, our model is consistent with surface observations, GPS modelling, aftershock relocations and fault segmentation.

## Introduction

The October 6th 2000 Japan earthquake occurred in the Tottori prefecture located on the western coast of Japan. It was a pure left lateral strike slip event of magnitude  $M_w = 6.6$  (figure B.1).

Various dynamic and kinematic source studies of this event were previously done. Dynamic inversions have the advantage of being physically consistent ([4], [5] and [6]). However kinematic inversions are fast and efficient to retrieve simple source parameters such as slip distribution, rupture velocity and rupture direction. [7] and [8] performed a linear kinematic inversion with fixed rupture velocity, and [9] applied a linearized frequency domain method with variable rupture velocity using displacement data. They all obtained very good fit of the waveforms despite differences in inversion methodology and final

rupture models. We propose here a new non linear inversion of real time strong motion velocity data, filtered up to 1 hz and allowing for variable slip and rupture velocity.

Using velocity waveforms with absolute timing and a fast non-linear inversion method like the Neighbourhood Algorithm [10], we inverted the Tottori kinematic source parameters to search for the slip and time evolution of the rupture front on various segments of the fault plane.

## Methodology

### Data preparation

Reported hypocentral depth of the Tottori earthquake are not very well constrained. Depths vary from 7.8 km [7] down to 19.9 km (Harvard) and 31.3 km (ERI). These discrepancies can be related to different choices of velocity models, as well as consideration or not of the very low amplitude of the initial three seconds of the rupture. To determine the hypocentral depth we analysed raw near field data since processing reduces the signal amplitudes. From the raw data, we could clearly identify the arrival of the first event  $P$  waves at high frequencies. Using a local velocity model including a slow velocity top layer [1], a hypocentral depth of 9.3 km provides a satisfactory match for both  $P$  and  $S$  arrival times. A local velocity model is also better since our stations are very close to each others.

The data consisted in all three components from 12 stations belonging to the Japanese K-net and KiK-net networks, located within 40 km of the fault plane (figure B.1). Only absolute times have been used for the data inversions. Data were aligned to a common starting time of 13 :30 :18 seconds, our preferred start time of the earthquake. This time is consistent with the one picked up by [7] and [9] even though these studies differ from their choice for hypocentral depths. Data were filtered using a centered filter for a chosen bandwidth of 0.1 to 1 Hz. Filtered data are then integrated only once into velocity data to avoid distortion on the data caused by multiple integrations.

### Inversion scheme

The kinematic inversion consisted in inverting data from three-component recordings to retrieve the slip amplitudes and rupture times for rectangular patches on the fault plane. The fit between observed and synthetic seismograms was measured with an  $L^2$  norm :

$$\sum (Obs - Synth)^2 / \sum (Obs)^2 \quad (B.1)$$

We employed the Neighbourhood Algorithm [10] to search for minimum wavefits and the discrete wavenumber AXITRA code [11] to generate the synthetic seismograms.

Following [1], we divided our fault model into 4 segments (figure B.4). Each segment is divided into  $2.5 \times 2.5$  km size patches. Segments 1, 2 and 4 constitute a continuous fault plane with only slight variations of the rake angle, and little strike angle variations for segment 1 and 2. Segment 3 is almost orthogonal to the others, and rake angle was allowed to vary (table B.1). Eventhough it did not break the surface, the rupture came

## Non linear kinematic source inversion of the 2000 Tottori, Japan earthquake with variable rupture velocity

---

shallow enough to have created surface cracks. We therefore modelled the fault segments up to the surface.

TABLE B.1 – Details of the fault segmentation used in this study

Subfault	Length ( <i>km</i> )	Width ( <i>km</i> )	Strike	Dip	Rake
Segment 1	10	20	146	90	-20
Segment 2	10	20	150	90	10
Segment 3	10	20	80	90	–
Segment 4	10	20	150	90	-10

Firstly, we only inverted for fault segments 1, 2 and 4 that constitute a continuous planar fault with similar rake angles. We performed inversions allowing for variable slip and rupture velocity on 30 patches defined by the aftershock fault region (figure B.2). Secondly, to obtain a more complete rupture history we inverted on segment 3 for one elliptical slip distribution with variable amplitude, location, rupture velocity and rake angle ([12], *in review*).

## Inversion results

### Waveform fits

Figure B.1 shows the comparison between North-south components of synthetic and observed seismograms. For each component, we obtain very good fit of the seismograms for all components, especially considering we are fitting velocity waveforms for frequencies up to 1 *Hz*, using absolute timing. However high frequency details are not so well reproduced since the high frequency part of the signal cannot entirely be explained with a purely deterministic model. We also obtained good azimuth fit between modelled horizontal displacements and coseismic displacements recorded by GPS stations ([13]). However our displacement amplitudes are lower than the observed ones for the closest stations. A reasonable explanation is the occurrence of fast post-seismic slip updip close to the surface ([14]) that is taken into account into the daily sampled GPS data.

### Slip distribution

The inversion converged to a bilateral rupture propagation characterized by three events occurring on three different but continuous fault segments (figures B.3 and B.4). The final slip distribution is characterized by very little slip around the hypocenter and three major slip patches or asperities occurring after 3 seconds. The first asperity is the closest to the hypocentre. It is located on segment 2 at a depth of 6 *km*, and has a maximum slip of 3.5 *m*. The second asperity is located southeast and downdip of the hypocentre on segment 1. It has a maximum slip of 3 *m* at a depth of 12 *km*. The third asperity is located northwest of the hypocentre on segment 4. Its maximum slip is 2.5 *m* for a depth of 8 *km*.

The inverted Tottori final slip distribution presents some similarities with that of [7], [8],[4] and [9] where little slip occurs near the hypocentre and most of the slip occurs above the hypocentre, towards the surface and in both SE and NW directions. However results from [13] and [7] show up to 1 *m* slip on segment 3 where we get none. The moment estimated for our model is  $8.10^{18} \text{ N.m}$ . This value is consistent with a  $Mw = 6.6$  earthquake and close to the range of moment values obtained by [4] ( $9, 3.10^{18} \text{ N.m}$ ), [9] ( $1, 6.10^{19} \text{ N.m}$ ) and [8] ( $1, 1.10^{19} \text{ N.m}$ ). Following equation B.2 for an estimated rupture zone radius of 12.5 *km* we also computed a value for the stress drop of 1.8 *MPa* which is rather small for an intraplate event. It will be studied in a companion paper on dynamic inversion.

$$\text{StaticStressdrop} = \frac{7}{16} \times \frac{Mo}{r^3} \quad (\text{B.2})$$

## Rupture time history

The rupture model obtained shows three distinct rupture patches varying in slip amplitude and time. Each of the asperity breaks onto different but continuous fault segments, with the rupture front accelerating when passing through segment boundaries. The rupture starts at a depth of 9.3 *km* on segment 2. It propagates very slowly, with low slip amplitude for the first three seconds. After 4 seconds, it speeds up southeast when connecting to segment 1 and starts breaking the first asperity northwest of the hypocentre at 8 *km* depth. At 5 seconds, the rupture front keeps rupturing the asperity on segment 2 of 3.5 maximum slip at 6 *km* depth, and breaks the second asperity on segment 1 of maximum slip 3 *m* at 12 *km* depth. It then speeds up again when passing through segment 3, without rupturing it, and joins onto segment 4. After 6 seconds, northwest of the hypocenter, the rupture front finally breaks the third and last asperity of maximum slip 2.5 *m* on segment 4.

## Conclusion

This kinematic model of the 2000 Tottori earthquake images a rupture that is sped up by fault boundaries or a rupture that jumps from one segment to another. The rupture did not branch onto another segment located within the extensional side of the main fault plane. This can be explained by the high angle of the maximum stress direction with the main fault as shown by [15]. This model is physically consistent since it does not reach the surface but has most of the slip occurring at depths between 5 and 10 *km* that can support the observation of surface cracks.

Finally, eventhough kinematic inversions are highly non unique as confirmed by the recent and ongoing SPICE blindtest on source inversion, our model has the advantage to be consistent with surface observations, GPS modelling, aftershock relocations and fault segmentation.

## Acknowledgements

This work was supported by the SPICE project (Contract Number MRTN-CT-2003-504267) of the European Commission s Human Resources and Mobility Programme and



## **Non linear kinematic source inversion of the 2000 Tottori, Japan earthquake with variable rupture velocity**

---

the Seismulator ANR project CATEL. I am very grateful to Dr Sagiya for providing me with gps data and to Dr Fukuyama for the Tottori aftershock catalogue. I thank the National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention for the strong motion data.

# Bibliographie

- [1] E. Fukuyama., W. L. Ellsworth, F. Waldhauser., and A. Kubo. Detailed fault structure of the 2000 western tottori, japan, earthquake sequence. *bssa*, 93 :1468–1478, 2003.
- [2] Y. Fusejima, T. Yoshioka, K. Mizuno, S. Masanobu, R. Imura, T. Komatsubara, and T. Sasaki. Annual report on active fault and paleoearthquake researches. 1 :1–26, 2001. (in Japanese with English abstract).
- [3] L.A. Dalguer, K. Irikura, and J.D. Riera. Generation of new cracks accompanied by the dynamic shear rupture propagation of the 2000 tottori (japan) earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93 :2236–2252, 2003.
- [4] S. Peyrat and K. B. Olsen. Nonlinear dynamic rupture inversion of the 2000 western tottori, japan, earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, 31 :L05604, 2004.
- [5] S. DiCarli, C. Francois-Holden, and R. Madariaga. Dynamic inversion of the 2000 tottori earthquake using elliptical subfault approximations. *Geophys. Res. Lett.*, 00 :submitted, 2008.
- [6] Chris R. Bradley Corish Siobhan M. and Kim B. Olsen. New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 97 :901–914, 2007.
- [7] T. Iwata and H. Sekiguchi. Source model of the 2000 tottori-ken seibu earthquake and near-source strong ground motion. *Proc. 11th Japan Earthq. Eng. Symp.*, pages 125–128, 2002. (in Japanese with English abstract).
- [8] Y. Yagi and K. Kikuchi. Source process of the 2000 October 6 western Tottori earthquake (preliminary report). *Newlett. Seism. Soc. Jpn.*, 12(4) :9–10, 2000. (in japanese).
- [9] F. Semmane, F. Cotton, and M. Campillo. The 2000 Tottori earthquake : a shallow earthquake with no surface rupture and slip properties controlled by depth. *J. Geophys. Res.*, 110 :B03306, doi :10.1029/2004JB003194., 2005.
- [10] M. Sambridge. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm -i. searching a parameter space. *Geophys. J. Int.*, 138 :479–494, 1999.
- [11] O. Coutant. Program of numerical simulation axitra. Res. report, LGIT, Grenoble, in French, 1989.
- [12] S. Peyrat and P. Favreau. Kinematic and spontaneous rupture models of the 2005 tarapaca intermediate depth earthquake -submitted. *Geophys. J. Int.*

## Bibliographie

---

- [13] T. Sagiya, T. Nishimura, Y. Hatanaka, E. Fukuyama, , and W. L. Ellsworth. Crustal movements associated with the 2000 western tottori earthquake and its fault models (in japanese with english abstract). *Zisin*, 54 :523–534, 2002.
- [14] S. Miyazaki and K. M. Larson. Coseismic and early post-seismic slip for the 2003 tokachi-oki earthquake sequence inferred from gps data. *Geophys. Res. Lett.*, 35 :L04302, 2008.
- [15] N. Kame, Rice J.R., and Dmowska R. Effects of prestress state and rupture velocity on dynamic fault branching. *J. Geophys. Res.*, 108 :2265–2265, 2003.

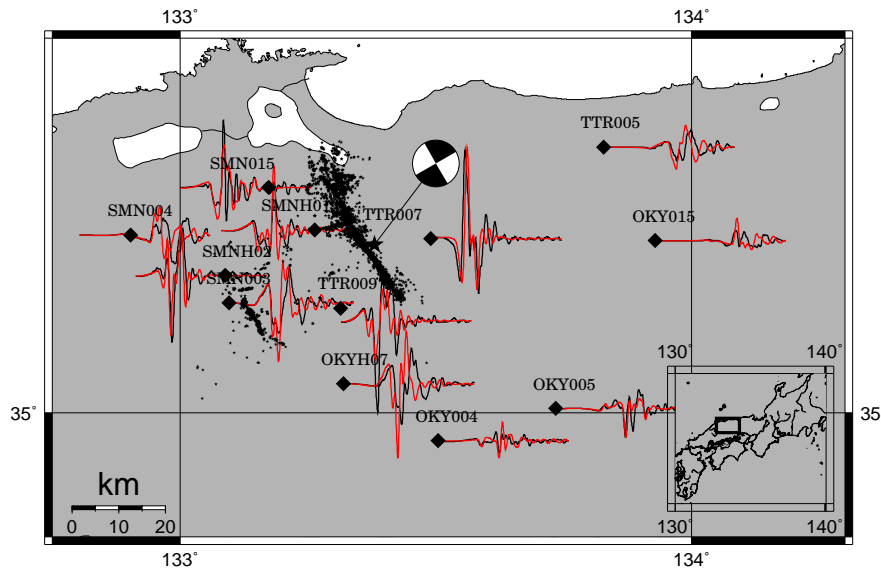


FIGURE B.1 – Stars show Tottori 2000 mainshock and aftershock locations ([1]). Diamonds show the location of the 12 strong motion stations used in this study. Comparison of the the North-South component for observed (black) and synthetic (red) velocity seismograms.

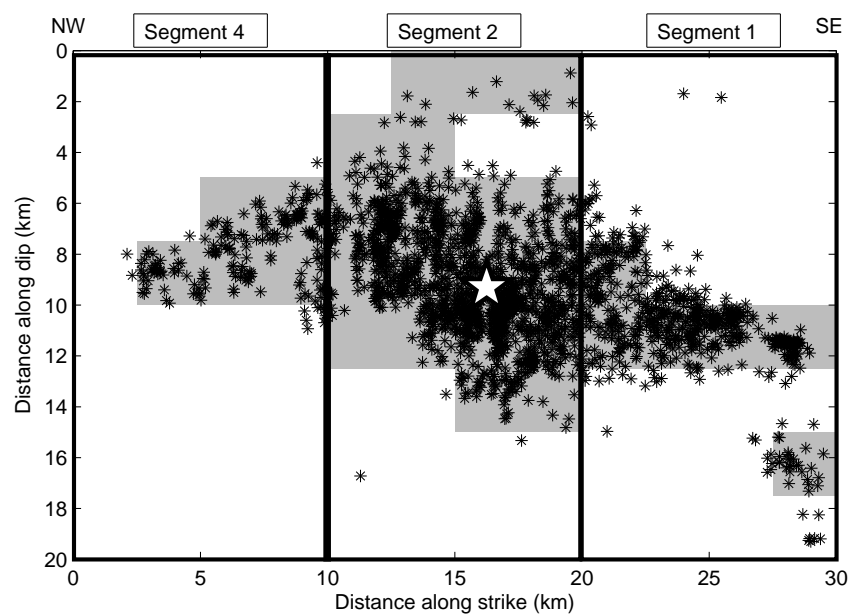


FIGURE B.2 – Mainshock (white star) and aftershock (black stars) locations; the shaded area represents the fault region inverted in this study for the three continuous fault segments 1, 2 and 4.

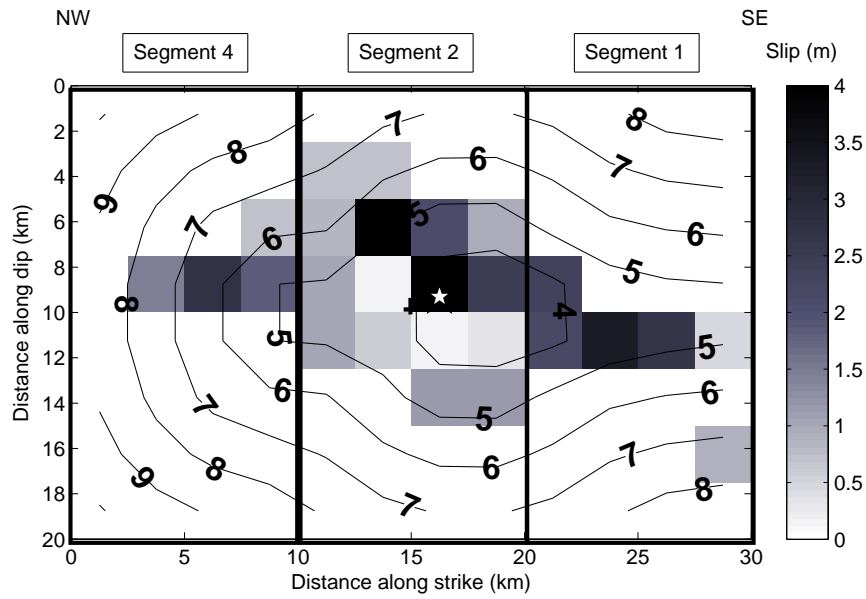


FIGURE B.3 – Fault slip ( $m$ ) and rupture time ( $s$ ) distribution for our best model. The fault plane is divided into 3 continuous segments 1,2 and 4.

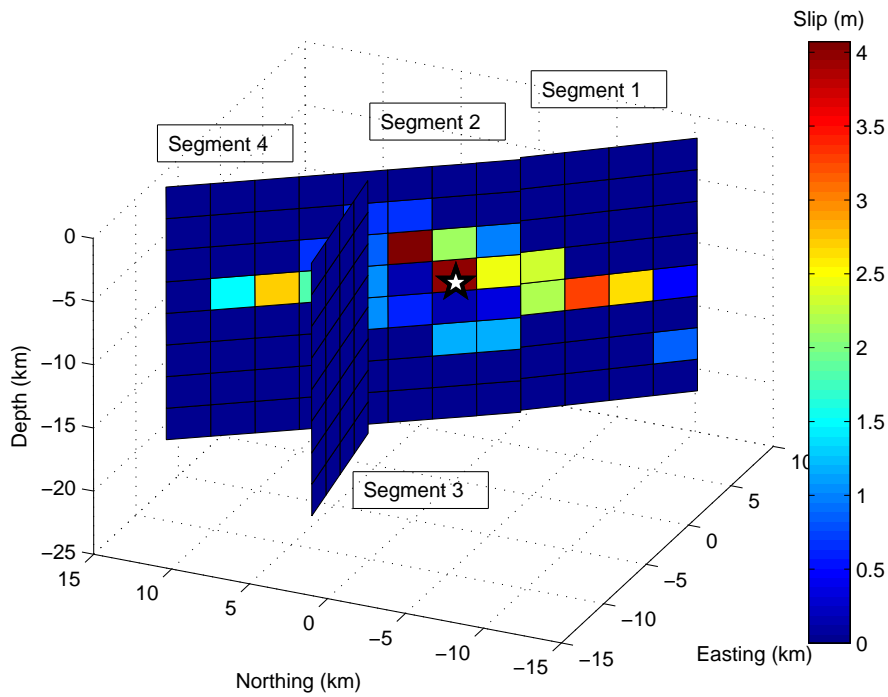


FIGURE B.4 – 3D slip distribution ( $m$ ) for our best model. The white star represents the mainshock. The fault plane is divided into 4 segments following [1].

## Bibliographie

---

# Bibliographie

- [1] H. Reid, “Elastic rebound theory,” *Univ. Calif. Publ. Bull. Dept. Geol. Sci.*, vol. 6, pp. 92–120, 1910.
- [2] B. Gutenberg and C. F. Richter, “Frequency of earthquakes in california,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 34, no. 4, pp. 185–188, 1944.
- [3] B. Gutenberg and C. F. Richter, *Seismicity of the Earth and associated phenomena*. Princeton University Press, 1954.
- [4] K. Aki, “Generation and propagation of g waves from the niigata earthquake of june 16, 1964. 2. estimation of earthquake movement, released energy and stress-strain drop from g-wave spectrum,” *Bull. Earthquake Res. Inst.*, vol. 44, pp. 23–88, 1966. Available from : <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.1972.tb02356.x>.
- [5] N. A. Haskell, “Radiation pattern of surface waves from point sources in a multi-layered medium,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 54, no. 1, pp. 377–393, 1964. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/54/1/377>.
- [6] R. Madariaga, “The dynamic field of haskell’s rectangular dislocation fault model,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 68, no. 4, pp. 869–887, 1978. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/68/4/869>.
- [7] B. V. Kostrov, “Selfsimilar problems of propagation of shear cracks,” *Prikladnaya Matematika i Mekhanika*, vol. 28 ; 28, no. 5, pp. 889–898, 1964.
- [8] A. Tarantola and B. Valette, “Generalized non-linear inverse problems solved using the least-squares criterion,” *Reviews Of Geophysics*, vol. 20, no. 2, pp. 219–232, 1982. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/RG020i002p00219>.
- [9] A. Tarantola, *Inverse problem theory. Methods for data fitting and model parameter estimation*. Elsevier, Amsterdam, Netherlands, 1987.
- [10] S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt, and M. P. Vecchi, “Optimization by simulated annealing,” *Science*, vol. 220, no. 4598, pp. 671–680, 1983. Available from : <http://dx.doi.org/10.1126/science.220.4598.671>.
- [11] J. H. Holland, *Adaptation in natural and artificial systems*. Cambridge, MA, USA : MIT Press, 1992.
- [12] L. Knopoff and F. Gilbert, “First motions from seismic sources,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 50, no. 1, pp. 117–134, 1960. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/50/1/117>.



## Bibliographie

---

- [13] R. Burridge and L. Knopoff, “Body force equivalents for seismic dislocations,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 54, no. 6A, pp. 1875–1888, 1964. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/54/6A/1875>.
- [14] F. Cotton and M. Campillo, “Frequency-domain inversion of strong motions - application to the 1992 landers earthquake,” *Journal Of Geophysical Research-Solid Earth*, vol. 100, pp. 3961–3975, Mar. 1995. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1995/94JB02121.shtml>.
- [15] B. Hernandez, F. Cotton, and M. Campillo, “Contribution of radar interferometry to a two-step inversion of the kinematic process of the 1992 landers earthquake,” *Journal Of Geophysical Research-Solid Earth*, vol. 104, pp. 13083–13099, June 1999. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/1999JB900078>.
- [16] K. B. Olsen, R. Madariaga, and R. J. Archuleta, “Three-dimensional dynamic simulation of the 1992 landers earthquake,” *Science*, vol. 278, no. 5339, pp. 834–838, 1997. Available from : <http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/278/5339/834>.
- [17] S. Peyrat, K. Olsen, and R. Madariaga, “Dynamic modeling of the 1992 landers earthquake,” *Journal Of Geophysical Research-Solid Earth*, vol. 106, pp. 26467–26482, Nov. 2001. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2001JB000205>.
- [18] D. J. Wald and T. H. Heaton, “Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 landers, california, earthquake,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 84, no. 3, pp. 668–691, 1994. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/84/3/668>.
- [19] S. Di Carli, C. Voisin, F. Cotton, and F. Semmane, “The 2000 western tottori (japan) earthquake : Triggering of the largest aftershock and constraints on the slip-weakening distance,” *Journal Of Geophysical Research*, vol. 113, p. B05307, 2008. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2007JB004951>.
- [20] F. Semmane, F. Cotton, and M. Campillo, “The 2000 tottori earthquake : A shallow earthquake with no surface rupture and slip properties controlled by depth,” *J. Geophys. Res.*, vol. 110, p. B03306, 2005. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2004JB003194>.
- [21] G. C. P. King, R. S. Stein, and J. Lin, “Static stress changes and the triggering of earthquakes,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 84, no. 3, pp. 935–953, 1994. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/84/3/935>.
- [22] C. Voisin, F. Cotton, and S. Di Carli, “A unified model for dynamic and static stress triggering of aftershocks, antishocks, remote seismicity, creep events, and multisegmented rupture,” *Journal Of Geophysical Research-Solid Earth*, vol. 109, p. B06304, June 2004. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2003JB002886>.
- [23] H. Kanamori and D. L. Anderson, “Theoretical basis of some empirical relations in seismology,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 65, no. 5, pp. 1073–1095, 1975. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/65/5/1073>.

- 
- [24] H. Kanamori and E. E. Brodsky, "The physics of earthquakes," *Reports On Progress In Physics*, vol. 67, pp. 1429–1496, Aug. 2004. Available from : <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/67/8/R03>.
- [25] K. Aki, "Scaling law of seismic spectrum," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 72, no. 4, pp. 1217–&, 1967. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1967/JZ072i004p01217.shtml>.
- [26] A. A. Griffith, "The phenomena of rupture and flow in solids," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 221, pp. 163–198, 1920. Available from : <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.1921.0006>.
- [27] S. Das and K. Aki, "Fault plane with barriers - versatile earthquake model," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 82, no. 36, pp. 5658–5670, 1977. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1977/JB082i036p05658.shtml>.
- [28] H. Kanamori and G. S. Stewart, "Seismological aspects of guatemala earthquake of february 4, 1976," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 83, no. NB7, pp. 3427–3434, 1978. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1978/JB083iB07p03427.shtml>.
- [29] M. Vallee and M. Bouchon, "Imaging coseismic rupture in far field by slip patches," *Geophysical Journal International*, vol. 156, no. 3, pp. 615–630, 2004. Available from : <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.2004.02158.x>.
- [30] H. Kanamori, "Determination of effective tectonic stress associated with earthquake faulting. the tottori earthquake of 1943," *Physics of The Earth and Planetary Interiors*, vol. 5, pp. 426–434, 1972. Available from : [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201\(72\)90114-8](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9201(72)90114-8).
- [31] T. Shibutani, S. Nakao, R. Nishida, F. Takeuchi, K. Watanabe, and Y. Umeda, "Swarm-like seismic activity in 1989, 1990 and 1997 preceding the 2000 western tottori earthquake," *Earth Planets And Space*, vol. 54, no. 8, pp. 831–845, 2002. Available from : <http://www.terrapub.co.jp/journals/EPS/abstract/5408/54080831.html>.
- [32] T. Iwata and H. Sekiguchi, "Source process and near-source ground motion during the 2000 tottori-ken seibu earthquake," in *Proceedings of the 11th japan Earthquake Engineering Symposium*, 2002.
- [33] M. Ichikawa, "Reanalyses of mechanisms of earthquakes which occurred in and near japan, and statistical studies on the nodal plane solutions obtained 1926-1968," *Geophysical Magazine*, vol. 35, pp. 207–274, 1971.
- [34] H. Tsukahara and Y. Kobayashi, "Crustal stress in the central and western parts of honshu, japan," *Zisin. Journal of the Seismological Society of Japan*, vol. 44, pp. 221–31, Sept. 1991.
- [35] E. Fukuyama, W. L. Ellsworth, F. Waldhauser, and A. Kubo, "Detailed fault structure of the 2000 western tottori, japan, earthquake sequence," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 93, no. 4, pp. 1468–1478, 2003. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/93/4/1468>.

- [36] H. Sekiguchi, K. Irikura, and T. Iwata, "Fault geometry at the rupture termination of the 1995 hyogo-ken nanbu earthquake," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 90, no. 1, pp. 117–133, 2000. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/90/1/117>.
- [37] L. A. Dalguer, K. Irikura, and J. D. Riera, "Generation of new cracks accompanied by the dynamic shear rupture propagation of the 2000 tottori (japan) earthquake," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 93, no. 5, pp. 2236–2252, 2003. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/93/5/2236>.
- [38] B. Hernandez, N. M. Shapiro, S. K. Singh, J. F. Pacheco, F. Cotton, M. Campillo, A. Iglesias, V. Cruz, J. M. Gomez, and L. Alcantara, "Rupture history of september 30, 1999 intraplate earthquake of oaxaca, mexico (m-w=7.5) from inversion of strong-motion data," *Geophysical Research Letters*, vol. 28, pp. 363–366, Jan. 2001. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2000GL011975>.
- [39] B. Delouis, D. Giardini, P. Lundgren, and J. Salichon, "Joint inversion of insar, gps, teleseismic, and strong-motion data for the spatial and temporal distribution of earthquake slip : Application to the 1999 izmit mainshock," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 92, no. 1, pp. 278–299, 2002. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/92/1/278>.
- [40] F. Semmane, *Caractérisation de la source sismique à partir des données en champ proche. Application aux séismes de Tottori (Japon) et Boumerdes (Algérie)*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2004.
- [41] M. Sambridge, "Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm -i. searching a parameter space," *Geophysical Journal International*, vol. 138, no. 2, pp. 479–494, 1999. Available from : <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-246X.1999.00876.x>.
- [42] M. Sambridge, "Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm - ii. appraising the ensemble," *Geophysical Journal International*, vol. 138, pp. 727–746, Sept. 1999. Available from : <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-246x.1999.00900.x>.
- [43] M. Bouchon, "A simple method to calculate green's functions for elastic layered media," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 71, no. 4, pp. 959–971, 1981. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/71/4/959>.
- [44] B. L. N. Kennett and N. J. Kerry, "Seismic-waves in a stratified half space," *Geophysical Journal Of The Royal Astronomical Society*, vol. 57, no. 3, pp. 557–583, 1979. Available from : <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.1979.tb06779.x>.
- [45] O. Coutant, "Expression of the green's functions in cylindrical coordinates used with a reflectivity method," tech. rep., Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Grenoble, 1994.
- [46] F. Cotton and O. Coutant, "Dynamic stress variations due to shear faults in a plane-layered medium," *Geophysical Journal International*, vol. 128, no. 3, pp. 676–688, 1997. Available from : <http://www.blackwell-synergy.com/doi/abs/10.1111/j.1365-246X.1997.tb05328.x>.
- [47] Y. Yagi and K. Kikuchi, "Source process of the 2000 october 6 western tottori earthquake," *Newslett. Seism. Soc. Jpn.*, vol. 12 (4), pp. 9–10, 2000.

- 
- [48] R. Madariaga, "Dynamics of an expanding circular fault," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 66, no. 3, pp. 639–666, 1976. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/66/3/639>.
- [49] J. Virieux and R. Madariaga, "Dynamic faulting studied by a finite difference method," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 72, no. 2, pp. 345–369, 1982. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/72/2/345>.
- [50] J. Virieux, "P-sv wave propagation in heterogeneous media : Velocity-stress finite-difference method," *Geophysics*, vol. 51, no. 4, pp. 889–901, 1986. Available from : <http://dx.doi.org/10.1190/1.1442147>.
- [51] R. Madariaga, K. Olsen, and R. Archuleta, "Modeling dynamic rupture in a 3d earthquake fault model," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 88, no. 5, pp. 1182–1197, 1998. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/88/5/1182>.
- [52] R. Clayton and B. Engquist, "Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 67, no. 6, pp. 1529–1540, 1977. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/67/6/1529>.
- [53] J. H. Dieterich, "Time-dependent friction and the mechanics of stick-slip," *Pure and Applied Geophysics*, vol. 116, pp. 790–806, July 1978. Available from : <http://dx.doi.org/10.1007/BF00876539>.
- [54] J. R. Rice and A. L. Ruina, "Stability of steady frictional slipping," *Journal Of Applied Mechanics-Transactions Of The Asme*, vol. 50, no. 2, pp. 343–349, 1983.
- [55] M. Ohnaka, "Nonuniformity of the constitutive law parameters for shear rupture and quasistatic nucleation to dynamic rupture : A physical model of earthquake generation processes," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 93, no. 9, pp. 3795–3802, 1996. Available from : <http://www.pnas.org/cgi/content/abstract/93/9/3795>.
- [56] R. J. Archuleta and S. M. Day, "Dynamic rupture in a layered medium : The 1966 parkfield earthquake," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 70, no. 3, pp. 671–689, 1980. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/70/3/671>.
- [57] S. M. Day, "Three-dimensional finite difference simulation of fault dynamics : Rectangular faults with fixed rupture velocity," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 72, no. 3, pp. 705–727, 1982. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/72/3/705>.
- [58] S. M. Day, "Three-dimensional simulation of spontaneous rupture : The effect of nonuniform prestress," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 72, no. 6A, pp. 1881–1902, 1982. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/72/6A/1881>.
- [59] P. K. P. Spudich, "On the inference of absolute stress levels from seismic radiation," *Tectonophysics*, vol. 211, pp. 99–106, Sept. 1992. Available from : [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(92\)90053-9](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(92)90053-9).

## Bibliographie

---

- [60] J. H. Dieterich, "Modeling of rock friction .1. experimental results and constitutive equations," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 84, no. NB5, pp. 2161–2168, 1979. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1979/JB084iB05p02161.shtml>.
- [61] A. Ruina, "Slip instability and state variable friction laws," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 88, no. NB12, pp. 359–370, 1983. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1983/JB088iB12p10359.shtml>.
- [62] Y. Ida, "Cohesive force across tip of a longitudinal-shear crack and griffiths specific surface-energy," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 77, no. 20, pp. 3796–&, 1972. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1972/JB077i020p03796.shtml>.
- [63] M. Ohnaka and Y. Kuwahara, "Characteristic features of local breakdown near a crack-tip in the transition zone from nucleation to unstable rupture during stick-slip shear failure," *Tectonophysics*, vol. 175, pp. 197–220, Mar. 1990. Available from : [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(90\)90138-X](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(90)90138-X).
- [64] M. Ohnaka, Y. Kuwahara, and K. Yamamoto, "Constitutive relations between dynamic physical parameters near a tip of the propagating slip zone during stick-slip shear failure," *Tectonophysics*, vol. 144, pp. 109–125, Dec. 1987. Available from : [http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951\(87\)90011-4](http://dx.doi.org/10.1016/0040-1951(87)90011-4).
- [65] D. J. Andrews, "Rupture propagation with finite stress in antiplane strain," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 81, no. 20, pp. 3575–3582, 1976. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1976/JB081i020p03575.shtml>.
- [66] D. J. Andrews, "Rupture velocity of plane strain shear cracks," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 81, no. 32, pp. 5679–5687, 1976. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1976/JB081i032p05679.shtml>.
- [67] M. Guatteri and P. Spudich, "What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault-friction laws?," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 90, no. 1, pp. 98–116, 2000. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/90/1/98>.
- [68] C. Voisin, M. Campillo, I. R. Ionescu, F. Cotton, and O. Scotti, "Dynamic versus static stress triggering and friction parameters : Inferences from the november 23, 1980, irpinia earthquake," *Journal Of Geophysical Research-Solid Earth*, vol. 105, pp. 21647–21659, Sept. 2000. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2000JB900147>.
- [69] I. R. Ionescu and M. Campillo, "Influence of the shape of the friction law and fault finiteness on the duration of initiation," *Journal Of Geophysical Research-Solid Earth*, vol. 104, pp. 3013–3024, Feb. 1999. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/1998JB900090>.
- [70] C. Voisin, "Dynamic triggering of earthquakes : The nonlinear slip-dependent friction case," *Journal Of Geophysical Research-Solid Earth*, vol. 107, p. 2356, Dec. 2002. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2001JB001121>.
- [71] S. Das and K. Aki, "Numerical study of 2-dimensional spontaneous rupture propagation," *Geophysical Journal Of The Royal Astronomical Society*, vol. 50, no. 3,



- pp. 643–668, 1977. Available from : <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.1977.tb01339.x>.
- [72] S. Das and B. V. Kostrov, “Breaking of a single asperity - rupture process and seismic radiation,” *Journal Of Geophysical Research*, vol. 88, no. NB5, pp. 4277–4288, 1983. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1983/JB088iB05p04277.shtml>.
- [73] D. J. Andrews, “Dynamic plane-strain shear rupture with a slip-weakening friction law calculated by a boundary integral method,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 75, no. 1, pp. 1–21, 1985. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/75/1/1>.
- [74] E. Fukuyama and R. Madariaga, “Integral equation method for plane crack with arbitrary shape in 3d elastic medium,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 85, no. 2, pp. 614–628, 1995. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/85/2/614>.
- [75] H. Aochi, *Theoretical studies on dynamic rupture propagation along a 3D non-planar fault system*. PhD thesis, University of Tokyo, 1999.
- [76] K. Olsen, *Simulation of three-dimensional wave propagation in Salt Lake Basin*. PhD thesis, University of Utah, 1994.
- [77] R. J. Archuleta and G. A. Frazier, “Three-dimensional numerical simulations of dynamic faulting in a half-space,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 68, no. 3, pp. 541–572, 1978. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/68/3/541>.
- [78] R. Madariaga, “Boundary conditions for numerical modelling of seismic ruptures,” in *EGU Annual Meeting, Vienne*, 2005.
- [79] A. R. Levander, “Fourth-order finite-difference p-sv seismograms,” *Geophysics*, vol. 53, no. 11, pp. 1425–1436, 1988. Available from : <http://dx.doi.org/10.1190/1.1442422>.
- [80] K. B. Olsen, R. J. Archuleta, and J. R. Matarrese, “Three-dimensional simulation of a magnitude 7.75 earthquake on the san andreas fault,” *Science*, vol. 270, no. 5242, pp. 1628–1632, 1995. Available from : <http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/270/5242/1628>.
- [81] K. B. Olsen and R. J. Archuleta, “Three-dimensional simulation of earthquakes on the los angeles fault system,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 86, no. 3, pp. 575–596, 1996. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/86/3/575>.
- [82] H. Kanamori, “The energy release in great earthquakes,” *Journal of Geophysical Research*, vol. 82, pp. 2981–2988, 1977. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1977/JB082i020p02981.shtml>.
- [83] R. Madariaga, “High-frequency radiation from crack (stress drop) models of earthquake faulting,” *Geophysical Journal Of The Royal Astronomical Society*, vol. 51, no. 3, pp. 625–651, 1977. Available from : <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.1977.tb04211.x>.

## Bibliographie

---

- [84] F. Cotton, *Imagerie de la source sismique par inversion des mouvements forts et étude des variations de contrainte associées aux séismes*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 1995.
- [85] M. Vallée, *Etude cinématique de la rupture sismique en champ lointain : méthodes et résolution*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2003.
- [86] R. J. Archuleta, “A faulting model for the 1979 imperial-valley earthquake,” *Journal Of Geophysical Research*, vol. 89, no. NB6, pp. 4559–4585, 1984. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1984/JB089iB06p04559.shtml>.
- [87] M. Bouchon, M. P. Bouin, H. Karabulut, M. N. Toksoz, M. Dietrich, and A. J. Rosakis, “How fast is rupture during an earthquake? new insights from the 1999 turkey earthquakes,” *Geophysical Research Letters*, vol. 28, pp. 2723–2726, July 2001. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2001GL013112>.
- [88] A. J. Rosakis, O. Samudrala, and D. Coker, “Cracks faster than the shear wave speed,” *Science*, vol. 284, no. 5418, pp. 1337–1340, 1999. Available from : <http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/284/5418/1337>.
- [89] K. Xia, A. J. Rosakis, and H. Kanamori, “Laboratory earthquakes : The sub-rayleigh-to-supershear rupture transition,” *Science*, vol. 303, no. 5665, pp. 1859–1861, 2004. Available from : <http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/303/5665/1859>.
- [90] S. Peyrat and K. B. Olsen, “Nonlinear dynamic rupture inversion of the 2000 western tottori, japan, earthquake,” *Geophys. Res. Lett.*, vol. 31, p. L05604, 2004. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2003GL019058>.
- [91] T. Mikumo, K. B. Olsen, E. Fukuyama, and Y. Yagi, “Stress-breakdown time and slip-weakening distance inferred from slip-velocity functions on earthquake faults,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 93, no. 1, pp. 264–282, 2003. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/93/1/264>.
- [92] L. A. Dalguer, K. Irikura, W. Zhang, and J. D. Riera, “Distribution of dynamic and static stress changes during 2000 tottori (japan) earthquake : Brief interpretation of the earthquake sequences ; foreshocks, mainshock and aftershocks,” *Geophys. Res. Lett.*, vol. 29, p. 1762, 2002. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2001GL014333>.
- [93] T. Iwata, H. Sekiguchi, Y. Matsumoto, H. Miyake, and K. Irikura, “Source process of the 2000 western tottori prefecture earthquake and near-source strong ground motion,” in *Fall meeting of the Seismological Society of Japan*, 2000.
- [94] K. Aki, “Characterization of barriers on an earthquake fault,” *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, vol. 84, pp. 6140–6148, 1979. Available from : <http://www.agu.org/pubs/crossref/1979/JB084iB11p06140.shtml>.
- [95] T. Mikumo and E. Fukuyama, “Near-source released energy in relation to fracture energy on earthquake faults,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 96, no. 3, pp. 1177–1181, 2006. Available from : <http://www.bssaonline.org/cgi/content/abstract/96/3/1177>.

- [96] E. Fukuyama, “Radiation energy measured at earthquake source,” *Geophysical Research Letters*, vol. 32, p. L13308, July 2005. Available from : <http://dx.doi.org/10.1029/2005GL022698>.





## **Inversion de séismes par approximation elliptique : application au séisme de Tottori**

Nous développons une méthode d'approximation elliptique de la source des séismes qui améliore l'efficacité des inversions cinématiques et dynamiques. Nous l'appliquons au séisme de Tottori (Japon 2000).

Une inversion cinématique non-linéaire est d'abord résolue par l'algorithme de voisinage (NA). Elle converge vers une distribution de glissement modélisée par deux ellipses et reproduit très bien les données de mouvement fort. La solution est non unique.

Nous étendons la méthode aux inversions dynamiques. La propagation dynamique de la rupture est modélisée en différences finies et la loi de frottement est du type affaiblissement de glissement.

Nous réalisons une inversion par essai-erreur pour les modèles d'aspérité et de barrière. Ce dernier permet une implémentation facile et un meilleur accord avec les données observées. Le moment sismique calculé est compatible avec la magnitude du séisme et l'énergie de rupture est proche de celle d'autres études.

Nous automatisons l'inversion dynamique pour le modèle de barrière par le NA. Les résultats d'inversion montrent un meilleur accord avec les données et illustrent la non-unicité de la solution dynamique.

### **Mots-clés :**

*Sismologie, Séisme de Tottori, Inversion cinématique, Inversion dynamique, Approximation elliptique*

## **Earthquakes inversion by elliptical approximation : application to the Tottori earthquake**

We develop an elliptical approximation method of the seismic source to improve the efficiency of both kinematic and dynamic inversions. We apply it to the 2000 Tottori Japan earthquake.

A non-linear kinematic inversion is first computed with the neighbourhood algorithm (NA). It converges on a slip distribution modeled by two elliptical patches and reproduces very well the strong motion records. The solution is non-unique.

We then apply the method to dynamic inversions. The dynamic rupture propagation is modeled with a finite difference method and the friction law is of the slip weakening type. We compute a trial and error dynamic inversion for both the asperity and the barrier models. The latter is easier to implement and matches better the observed records. The computed seismic moment is compatible with the magnitude of the Tottori earthquake and the fracture energy is similar to that estimated by other studies.

The dynamic inversion is implemented with the NA for the barrier model. The results correspond to a better fit of the observed data and illustrate the non-unicity of the dynamic solution.

### **Keywords :**

*Seismology, Tottori earthquake, Kinematic inversion, Dynamic inversion, Elliptical approximation*